

SÉRIE A,
N° 3479
N° D'ORDRE :
4331

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JULIEN BOK

1^{re} THÈSE. — ETUDE DES PORTEURS DE CHARGES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS
SOUMIS A DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ÉLEVÉS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 Juin 1959 devant la Commission d'examen.

MM. ROCARD *Président.*

AIGRAIN

FRIEDEL

} *Examineurs.*

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1960

SÉRIE A,
N° 3479
N° D'ORDRE :
4331

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

JULIEN BOK

1^{re} THÈSE. — ÉTUDE DES PORTEURS DE CHARGES DANS LES SEMI-CONDUCTEURS
SOUMIS A DES CHAMPS ÉLECTRIQUES ÉLEVÉS.

2^e THÈSE. — PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Soutenues le 12 Juin 1959 devant la Commission d'examen.

MM. ROCARD *Président.*
AIGRAIN } *Examineurs.*
FRIEDEL }

PARIS

GAUTHIER-VILLARS, ÉDITEUR-IMPRIMEUR-LIBRAIRE

55, Quai des Grands-Augustins, 55

1960



FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

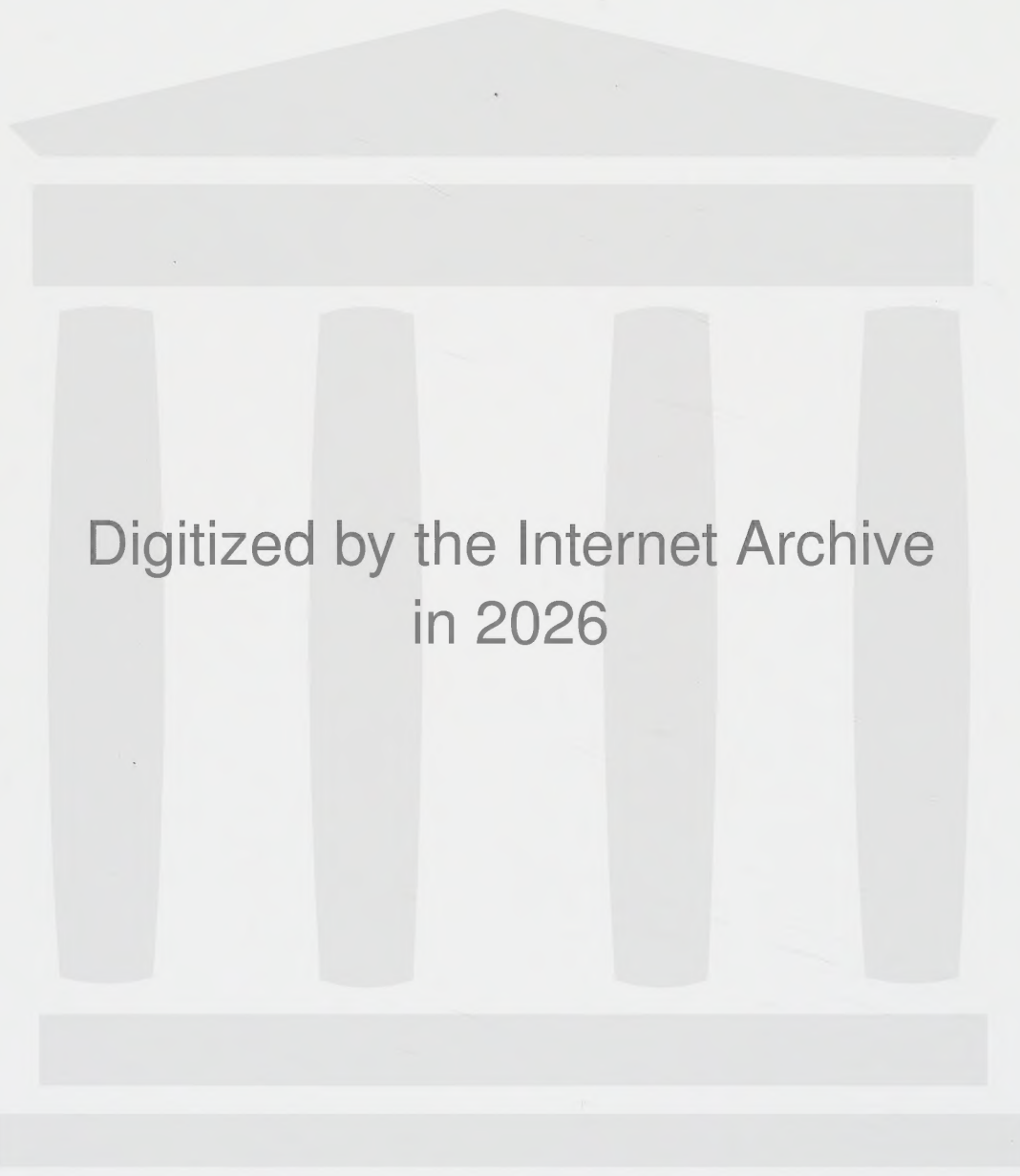
Doyen..... M. J. PÉRÈS

PROFESSEURS

G. JULIA.....	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	L'HERITIER.....	T	Génétique.
FOCH.....	T	Mécanique physique et expérimentale.	GRIVET.....	T	Radioélectricité.
DE BROGLIE.....	T	Théories physiques.	PONCIN.....	T	Mécanique générale.
PRENANT.....	T	Anatomie et Histologie comparées.	DUBREIL.....	T	Arithmétique et théorie des nombres.
PÉRÈS.....	T	Mécanique des fluides et applications.	QUELET.....	T	Chimie organique.
M. CURIE.....	T	Physique (S. P. C. N.).	CAGNIARD.....	T	Géophysique appliquée.
BARRABÉ.....	T	Géologie structurale et Géologie appliquée.	CHAMPETIER.....	T	Chimie macromoléculaire.
JACQUES BOURCART.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.	CUVILLIER.....	T	Micropaléontologie.
PLANTEFOL.....	T	Botanique.	JUNG.....	T	Pétrographie
GRASSÉ.....	T	Évolution des êtres organisés.	TRILLAT.....	T	Microscopie et diffraction électronique.
PRÉVOST.....	T	Chimie organique.	WIEMANN.....	T	Chimie organique et structurale.
BOULIGAND.....	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	JACQUINOT.....	T	Spectroscopie et physique céleste.
CHAUDRON.....	T	Chimie appliquée.	VASSY.....	T	Physique de l'atmosphère.
WYART.....	T	Minéralogie.	DESTOUCHES.....	T	Théories physiques.
TEISSIER.....	T	Zoologie.	M. PRUVOST.....	T	Géologie.
MANGENOT.....	T	Biologie végétale.	AMIEL.....	T	Chimie générale (P. C. B.).
P. AUGER.....	T	Physique quantique et Relativité.	HOCART.....	T	Minéralogie.
MONNIER.....	T	Physiologie générale.	J.-P. MATHIEU.....	T	Physique (P. C. B.).
PIVETEAU.....	T	Paléontologie.	COUTEAUX.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
ROCARD.....	T	Physique (E. N. S.).	MAY.....	T	Biologie animale (P. C. B.).
H. CARTAN.....	T	Mathématiques (E. N. S.).	CHOQUET.....	T	Calcul différentiel et intégral.
LAFFITTE.....	T	Chimie générale.	FELDMANN.....	T	Biologie (P. C. B.).
FAVARD.....	T	Géométrie supérieure.	GUINIER.....	T	Physique des solides.
COULOMB.....	T	Physique du Globe.	JOST.....	T	Physiologie comparée.
M ^{lle} COUSIN.....	T	Biologie animale (S. P. C. N.).	FORTET.....	T	Calcul des probabilités.
CHRÉTIEN.....	T	Chimie minérale.	SCHWARTZ.....	T	Calcul différentiel et intégral.
P. DRACH.....	T	Zoologie.	CHOUARD.....	T	Physiologie végétale.
KASTLER.....	T	Physique (E. N. S.).	MALAVARD.....	T	Aviation.
EPHRUSSI.....	T	Génétique.	BRELOT.....	T	Calcul différentiel.
WURMSER.....	T	Biologie physicochimique.	NORMANT.....	T	Chimie organique.
RIVIÈRE.....	T	Géologie (S. P. C. N.).	BENARD.....	T	Chimie minérale.
GAUTHERET.....	T	Biologie végétale (P. C. B.).	BUVAT.....	T	Botanique (E. N. S.).
LUCAS.....	T	Recherches physiques.	DUGUÉ.....	T	Statistiques mathématiques.
A. THOMAS.....	T	Biologie cellulaire.	GÉLOSO.....	T	Chimie (S. P. C. N.).
ARNULF.....	T	Optique appliquée.	SOULAIRAC.....	T	Psychophysiologie.
MAX MORAND.....	T	Enseignement de Physique.	ULRICH.....	T	Physiologie végétale.
SOLEILLET.....	T	Physique.	MARÉCHAL.....	T	Optique théorique et appliquée.
FORTIER.....	T	Mécanique expérimentale des fluides.	KIRRMANN.....	T	Théories chimiques.
DANJON.....	T	Astronomie.	CHADEFAUD.....	T	Botanique.
LAPORTE.....	T	Physique générale et Radioactivité.	DESTRIAU.....	T	Physique (M. P. C.).
JANET.....	T	Mécanique analytique et Mécanique céleste.	M ^{lle} LE BRETON.....	T	Physiologie générale.
PETIT.....	T	Biologie maritime.	SALEM.....	T	Mathématiques générales.
QUENEY.....	T	Météorologie et dynamique atmosphérique.	LELONG.....	T	Mathématiques générales.
GALLIEN.....	T	Embryologie.	DEVILLERS.....		Anatomie et histologie comparées.
EICHHORN.....	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).	EHRESMANN.....	T	Topologie algébrique.
DE CUGNAC.....	T	Biologie végétale (S. P. C. N.).	FRANÇON.....	T	Physique (S. P. C. N.).
M ^{lle} CAUCHOIS.....	T	Chimie Physique.	GLANGEAUD.....	T	Géographie physique et Géologie dynamique.
THELLIER.....	T	Physique du Globe.	GODEMENT.....	T	Mathématiques (M. P. C.).
			PISOT.....	T	Calcul des probabilités.
			ROCH (E.).....	T	Géologie.
			SCHATZMANN.....		Astrophysique.
			TERMIER.....	T	Paléontologie stratigraphique
			ZAMANSKY.....	T	Mathématiques générales.
			LENNUIER.....	T	Physique (M. G. P.).

RIZET.....	Génétique.	BUSER.....	Biologie animale (P. C. B.).
ROUTHIER.....	Géologie appliquée.	CAMUS.....	Biologie végétale (P. C. B.).
M ^{me} TONNELAT.....	T Théories physiques.	CASTAING.....	Physique générale.
DIXMIER.....	T Mathématiques (M. P. C.).	CURIEN.....	Minéralogie et Cristallographie.
SOUCHAY.....	T Chimie générale.	MOYSE.....	Physiologie végétale.
AIGRAIN.....	T Électrotechnique.	NOIROT.....	Évolution des êtres organisés.
BRUSSET.....	Chimie minérale.	PANNETIER.....	Chimie (S. P. C. N.).
M. LÉVY.....	Physique théorique.	POSSOMPES.....	Biologie animale (P. C. B.).
M ^{me} CHAIX.....	Chimie biologique.	PULLMANN.....	Chimie théorique.
M ^{me} HUREL-PY.....	Biologie végétale (P. C. B.).	TEILLAC.....	Physique nucléaire et Radioactivité.
PIAUX.....	Chimie (P. C. B.).	TONNELAT.....	Biologie physicochimique.
BRUN.....	Mécanique expérimentale des fluides.	VILLE.....	Économétrie.
LEDERER.....	T Chimie des substances organiques naturelles.	WILLEMART.....	Chimie (P. C. B.).
M ^{me} DUBREIL.....	T Mathématiques.	DODE.....	T Chimie.
M ^{me} LELONG.....	T Mathématiques (E. N. S.).	FREYMAN.....	T Physique (S. P. C. N.).
BELLAIR.....	T Géologie (S. P. C. N.).	GUINOCHE.....	T Biologie végétale (Orsay).
COTTE.....	T Physique (M. P. C.).	ROLLET.....	T Chimie (P. C. B.).
DUBOIS J. E.....	T Chimie. (S. P. C. N.).	M ^{me} JOSIEN.....	T Chimie (P. C. B.).
LAMOTTE.....	Zoologie (E. N. S.).	CHEVALLEY.....	T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
LE ROLLAND.....	Mécanique des fluides.	ARNOULT.....	T Physique (Orsay).
MICHEL ANDRÉ.....	T Chimie (S. P. C. N.).	CHAPELLE.....	T Physique (P. C. B.).
OLMER.....	T Énergétique générale.	DELANGÉ.....	T Mathématiques (Orsay).
ROUAULT.....	T Physique générale.	DENY.....	T Mathématiques (Orsay).
GAUTHIER.....	T Mécanique appliquée.	GERMAIN P.....	T Mécanique théorique des fluides.
BARCHEWITZ.....	Chimie physique.	LUCAS G.....	T Géologie.
BROSSEL.....	Physique atomique.		

Secrétaire Général..... CH. MONIER.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41556003_0029

PREMIÈRE THÈSE

ÉTUDE DES PORTEURS DE CHARGE DANS LES SEMI-CONDUCTEURS A CHAMP ÉLECTRIQUE ÉLEVÉ

PAR J. BOK.

SOMMAIRE. — *L'auteur étudie le comportement d'un semi-conducteur soumis à un champ électrique intense. Il donne une méthode de calcul, valable dans le cas d'un grand nombre de porteurs, qui permet de calculer la température des électrons et le courant en fonction du champ électrique appliqué quand on connaît la nature des collisions que font ces électrons. Cette méthode est ensuite appliquée dans un certain nombre de cas et sa validité est vérifiée par les résultats expérimentaux.*

L'auteur montre ensuite comment la température électronique peut avoir une influence sur d'autres phénomènes physiques secondaires : création de nouveaux porteurs par choc, effet thermoelectrique dû aux électrons chauds et émission d'électrons hors du cristal. (C. D. U. : 621.315.59.)

SUMMARY. — *The author examines the behaviour of a semi-conductor subjected to an intense electric field. He gives a method of calculation, valid in the case of a large number of carriers, which makes it possible to calculate the electron temperature and the current as a function of the applied electric field when the nature of the collisions of these electrons is known. This method is then applied to a number of cases and its validity is verified by experimental results. The author then shows how the electron temperature can have an influence on other secondary physical phenomena : generation of new carriers by shock, thermoelectric effect due to hot electrons and emission of electrons out of the crystal. (U. D. C. : 621.315.59.)*

INHALTSANGABE. — *Der Verfasser untersucht das Verhalten eines Halbleiters, welcher einem starken elektrischen Felde ausgesetzt ist. Er gibt ein Rechenverfahren, das bei grosser Ladungsträgerzahl gültig ist, mit welchem es möglich ist die Temperatur der Elektronen sowie den Strom in Abhängigkeit der Feldstärke des angelegten elektrischen Feldes zu errechnen, wenn man die Art der Stösse kennt, welche diese Elektronen erfahren. Dieses Verfahren wird dann an einige konkrete Fälle angewendet und seine Gültigkeit wird durch die Versuchsergebnisse bewiesen.*

Der Verfasser zeigt dann wie die Elektronentemperatur andere nebensächliche physikalische Vorgänge beeinflussen kann : Schaffung neuer Ladungsträger durch Stösse, thermoelektrische Auswirkungen der warmen Elektronen und Ausstrahlung von Elektronen aus dem Kristall. (D. K. : 621.315.59.)

INTRODUCTION.

Le but de ce travail est d'étudier le comportement d'un semi-conducteur soumis à un champ électrique intense. Avant d'aborder les résultats

obtenus, il semble utile de rappeler brièvement l'état de la question lorsque ce travail a été commencé.

Ryder a publié en 1953 [1] les résultats de ses premières expériences sur ce sujet. Il a étudié la résistivité du germanium en fonction du champ élec-

trique et a montré que la loi d'Ohm n'était plus suivie quand on dépassait un certain champ électrique. Gunn [2] a repris quelques années plus tard ces expériences et a trouvé des résultats analogues. Shockley [3] a interprété ces expériences par l'hypothèse des électrons chauds. L'énergie électrique est en effet communiquée entièrement aux porteurs de courant, ces porteurs cèdent une partie de leur énergie au réseau dans des chocs de manière à atteindre un équilibre entre porteurs et réseau. Or l'énergie cédée par un porteur dans un choc ne peut dépasser une valeur limite. On conçoit alors aisément que, lorsque le champ électrique dépasse une certaine valeur, l'équilibre énergétique porteurs-réseau ne puisse être atteint. On peut alors dire que les porteurs sont *chauds* par rapport au réseau.

Dans une première partie, cette hypothèse sera explicitée et l'on verra dans quels cas on peut la justifier. On prendra alors une fonction de distribution des porteurs imposée à l'avance (maxwellienne, par exemple) et l'on calculera la conductivité à partir de ces hypothèses en tenant compte des différents types de collisions qui limitent cette conductivité.

L'étude expérimentale comporte tout d'abord l'étude de la conductivité en fonction du champ électrique, c'est-à-dire l'étude de l'échauffement des électrons.

On verra ensuite comment le fait que les électrons sont chauds peut avoir une influence sur d'autres phénomènes qu'on peut qualifier de secondaires. Parmi ces phénomènes, on a pu mettre en évidence la création de nouveaux porteurs par choc, l'effet thermoélectronique dû aux électrons chauds et l'émission d'électrons hors du cristal.

Des phénomènes de résistance négative dynamique ont pu enfin être mis en évidence dans certaines circonstances qu'on a pu préciser. On étudiera à ce propos la réalisation d'un oscillateur haute fréquence utilisant ce dispositif et le semi-conducteur InSb.

1. ÉTUDE THÉORIQUE DE L'ÉTAT STATIONNAIRE ATTEINT PAR LES PORTEURS DE COURANT SOUMIS A UN CHAMP ÉLECTRIQUE ÉLEVÉ.

1.1. Hypothèses de travail.

On est en présence d'un système composé d'un ensemble de charges (électrons ou trous) qui sont en interaction entre elles et avec le réseau cristallin. Ce système comprenant un grand nombre de par-

ticules, le problème n'est pas simple, et l'on utilisera, comme il est d'usage en ce cas, la mécanique statistique pour le résoudre.

On appliquera également l'approximation des bandes, l'hamiltonien du système s'écrit alors

$$H = \sum_i \varepsilon(k_i) + e^2 \sum_{i>j} \frac{\exp(-qr_{ij})}{r_{ij}} + \sum_i U(r_i) - \sum_i e \mathbf{E} \cdot \mathbf{r}_i.$$

Le premier terme représente l'énergie des électrons dans l'approximation des bandes, $\varepsilon(k_i)$ est l'énergie de l'électron de vecteur d'onde k_i dans cette approximation qui ne tient compte que du potentiel supposé parfaitement périodique du réseau.

Le deuxième terme représente les interactions électrostatiques entre porteurs avec effet d'écran. Le troisième terme décrit les interactions électrons-imperfections du réseau, c'est-à-dire avec les phonons et les impuretés. Le quatrième enfin représente l'effet du champ électrique.

On veut trouver l'état stationnaire de ce système, c'est-à-dire trouver la fonction de distribution $f(\mathbf{p})$ du système de porteurs ($\mathbf{p}$ représente la quantité de mouvement du porteur). Cette fonction de distribution dans notre cas est la solution de l'équation intégral-différentielle de Boltzmann qui s'écrit

$$-e \mathbf{E} \cdot \text{grad}_{\mathbf{p}} f(\mathbf{p}) = C f(\mathbf{p}),$$

$\mathbf{E}$ étant le champ électrique, et C l'opérateur collision, qui peut s'écrire

$$C f(\mathbf{p}) = - \int f(\mathbf{p}) W(\mathbf{p}, \mathbf{p}') dz_{\mathbf{p}'} + \int W(\mathbf{p}', \mathbf{p}) f(\mathbf{p}') dz_{\mathbf{p}'},$$

$W(\mathbf{p}, \mathbf{p}')$ étant la probabilité de transition d'un électron avec changement de quantité de mouvement $\mathbf{p} \rightarrow \mathbf{p}'$.

Deux méthodes s'offrent à nous pour résoudre le problème. La première consiste à considérer les électrons comme des particules indépendantes et à essayer de résoudre l'équation de Boltzmann en faisant des hypothèses sur la nature des collisions. Ceci ressemble à ce qu'on fait pour les plasmas.

Cette méthode a été utilisée notamment par Adawi [4]. On en verra les résultats plus loin.

Une seconde hypothèse consiste à dire que les électrons sont en forte interaction entre eux et que c'est cette interaction qui détermine la fonction de distribution. Cela revient donc à représenter la dis-

tribution des électrons par la fonction de Fermi-Dirac

$$f(\mathbf{p}) = \frac{1}{1 + \exp \left[\frac{\varepsilon(\mathbf{p}) - W}{k T_e} \right]},$$

W est le niveau de Fermi;

T_e la température des électrons.

Mais nous savons que, dans les semi-conducteurs usuels, on peut remplacer ceci par une distribution de Maxwell à partir du bas de la bande de conduction

$$f(\mathbf{p}) = A \exp \left(-\frac{\varepsilon(\mathbf{p})}{k T_e} \right).$$

Les interactions avec le réseau n'étant pas déterminantes, on attribue aux électrons une température T_e différente de celle du réseau T , c'est ce qu'on appelle l'approximation des électrons chauds.

On peut utiliser également l'approximation de la masse effective ou de la bande parabolique, c'est-à-dire écrire que

$$\varepsilon(\mathbf{p}) = \frac{p^2}{2 m^*},$$

où m^* est la masse effective du porteur considéré.

Dès lors, on obtient

$$f(\mathbf{p}) = A \exp \left(-\frac{p^2}{2 m^* k T_e} \right).$$

On suppose que, lorsqu'on applique un champ électrique E , il s'établit au bout d'un certain temps un courant stationnaire de densité j . Ceci revient à dire que les électrons prennent une vitesse d'ensemble u , telle que

$$j = neu,$$

n étant le nombre d'électrons, e leur charge.

Dès lors on peut écrire la fonction de distribution

$$f(\mathbf{p}) = A \exp \left(-\frac{(\mathbf{p} - \mathbf{p}_0)^2}{2 m^* k T_e} \right).$$

Le coefficient A est un facteur de normalisation, on le détermine en écrivant que $\int f(\mathbf{p}) d\tau_p = n$. C'est cette hypothèse que nous allons utiliser; nous allons déterminer T_e , en écrivant que dans l'état stationnaire $\left(\frac{\partial f}{\partial t} \right) = 0$.

1.2. Conditions de validité de cette hypothèse.

Pour que notre hypothèse soit valable, il faut que les chocs interélectroniques soient les plus importants pour les échanges d'énergie, c'est-à-dire que

ce soient eux qui déterminent l'état stationnaire. On peut facilement évaluer l'importance des échanges énergétiques dans les chocs interélectroniques et dans les collisions avec le réseau, comme l'ont montré Frölich et Paranjape [5].

Le calcul dans le cas des chocs interélectroniques a été fait par Pines [6] qui trouve

$$\left(\frac{d\varepsilon}{dt} \right)_{\text{élect}} = -\frac{4\pi e^4 n}{p} \log \gamma,$$

le facteur logarithmique n'étant pas explicité ici, car il peut être pris égal à 1 dans les applications numériques.

Dans les collisions avec le réseau (phonons), il y a conservation de la quantité de mouvement.

Or la probabilité de transition d'un électron n'est différente de zéro que pour l'émission ou l'absorption d'un seul phonon. Soit q la quantité de mouvement de ce phonon. On doit avoir [5]

$$q \sim p,$$

donc, l'énergie du phonon est

$$\Delta\varepsilon = qc = pc \quad (\text{phonons acoustiques}).$$

Si ε est l'énergie de l'électron incident, on peut écrire ceci :

$$\Delta\varepsilon \simeq (\varepsilon m)^{\frac{1}{2}} c.$$

Mais cette énergie peut être gagnée ou perdue par l'électron selon que le phonon est absorbé ou émis. Or on sait que la probabilité d'absorption d'un phonon est proportionnelle à n_q , où

$$n_q = \left(\exp \frac{\Delta\varepsilon}{k T} - 1 \right)^{-1},$$

tandis que la probabilité d'émission est proportionnelle à $n_q + 1$.

L'énergie moyenne perdue dans un choc est donc

$$\langle \Delta\varepsilon \rangle = \frac{\Delta\varepsilon [(n_q + 1) - n_q]}{1 + 2n_q},$$

dans les cas usuels qui nous intéressent $n \gg 1$, dès lors on peut écrire

$$n_q = \frac{k T}{(\varepsilon m)^{\frac{1}{2}} c}.$$

D'autre part, il y a $\frac{1}{\tau}$ chocs par seconde, si τ est le temps de relaxation, et de plus un choc sur $1 + 2n_q$ est efficace pour la perte d'énergie; donc, l'énergie

par unité de temps est

$$\begin{aligned} \left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{\text{phon}} &= -\frac{\Delta\varepsilon}{\tau} \frac{1}{1+2n_q} = -\frac{\Delta\varepsilon^2}{\tau kT} \\ &= -\frac{\varepsilon}{kT} \frac{mc^2}{\tau}. \end{aligned}$$

Dès lors, on a

$$\frac{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{\text{élect}}}{\left(\frac{d\varepsilon}{dt}\right)_{\text{phon}}} = \frac{4\pi nkT e^4}{\varepsilon^2 m^2 c^2}$$

et les chocs interélectroniques sont prépondérants dès que $n > n_0$, avec

$$n_0 = \frac{1}{4\pi} \frac{\varepsilon^2 m^2 c^2}{kT e^4}.$$

Cherchons l'ordre de grandeur de n_0 ; pour un semi-conducteur classique comme le germanium, on prend $\tau = 10^{-14}$ s, $\varepsilon = kT$, avec $T = 300^\circ$ K, $c = 5.10$ cm/s; dès lors, on trouve

$$n_0 = 10^{14} \text{ cm}^{-3},$$

ce qui correspond à du germanium relativement pur.

Si l'on tient compte en plus des phonons optiques qui ont une énergie plus grande que les phonons acoustiques, notre approximation est valable pour $n < 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ dans le germanium.

Pour le silicium à température ordinaire, la condition s'écrit

$$n > 10^{13} \text{ cm}^{-3}.$$

En conclusion, on peut dire que notre approximation sera valable pour des semi-conducteurs modérément impurs. Ceci risque de n'être plus vrai pour des semi-conducteurs presque intrinsèques.

1.3 Calcul de l'état stationnaire.

Par définition de l'état stationnaire, on doit avoir

$$\frac{\partial f(\mathbf{p})}{\partial t} = 0.$$

Or les collisions interélectroniques conservent la quantité de mouvement et l'énergie. Donc

$$\int \mathbf{p} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{élect}} d\tau_p = 0$$

et

$$\int \varepsilon(\mathbf{p}) \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{élect}} d\tau_p = 0.$$

Or

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{élect}} + \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}};$$

il résulte de ces égalités qu'on doit avoir

$$\int \mathbf{p} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} d\tau_p = - \int \mathbf{p} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} d\tau_p$$

et

$$\int \varepsilon(\mathbf{p}) \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} d\tau_p = - \int \varepsilon(\mathbf{p}) \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} d\tau_p.$$

Calculons d'abord ce qui est dû au champ électrique. Si $\mathbf{E}$ est le champ électrique dans la direction x , on a

$$\frac{dp_x}{dt} = eE$$

et

$$\frac{dp_y}{dt} = \frac{dp_z}{dt} = 0.$$

Donc

$$- \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} = \frac{\partial f}{\partial p_x} \frac{dp_x}{dt} = eE \frac{\partial f}{\partial p_x}.$$

Or

$$\int p_x \frac{\partial f}{\partial p_x} d\tau_p = n.$$

Donc

$$\int \mathbf{p} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} d\tau_p = en\mathbf{E}.$$

On trouve de même, pour le terme concernant l'énergie,

$$\begin{aligned} \int \varepsilon(\mathbf{p}) \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{champ}} d\tau_p &= - \frac{eE}{m^*} \int p^2 \frac{\partial f}{\partial p_x} d\tau_p \\ &= -E \int \frac{ep_x}{m^*} f(\mathbf{p}) d\tau_p \\ &= -Ej = - \frac{ne}{m^*} p_0 E, \end{aligned}$$

où j est la densité de courant.

Nos deux équations de départ deviennent donc

$$(1) \quad -ne\mathbf{E} = \int \mathbf{p} \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} d\tau_p,$$

$$(2) \quad - \frac{ne}{m} E p_0 = \int \varepsilon(\mathbf{p}) \left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)_{\text{coll}} d\tau_p.$$

Or notre fonction f peut se développer en série en fonction de p_0

$$A \exp\left(-\frac{(\mathbf{p}-\mathbf{p}_0)^2}{2m^*kT_e}\right) = f_0 + \mathbf{p}_0 \mathbf{f}_1 + \dots,$$

avec

$$f_0 = A \exp\left(-\frac{p^2}{2m^*kT_e}\right), \quad \mathbf{f}_1 = \frac{\mathbf{p}}{2m^*kT_e} f_0(\mathbf{p}).$$

Ceci à condition que

$$\frac{p_0^2}{2m^*} \ll kT_e,$$

c'est-à-dire que l'énergie de translation des électrons soit beaucoup plus faible que leur énergie d'agitation thermique. Ce qui est toujours valable dans les cas qu'on étudie, donc :

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{\text{coll}} = \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} + p_0 \left(\frac{df_1}{dt}\right)_{\text{coll}}.$$

En ce qui concerne la conservation de la quantité de mouvement, on doit avoir

$$\int \mathbf{p} \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} d\tau_p = 0.$$

En effet, ceci signifie simplement qu'il n'y a pas de courant en l'absence de champ électrique appliqué; donc, la première équation s'écrit

$$-neE = p_0 \int \frac{p^2}{m^* k T_c} \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} d\tau_p.$$

En ce qui concerne la conservation de l'énergie, c'est le premier terme qui est prépondérant puisqu'on considère $\frac{p_0^2}{2m^*}$ comme un infiniment petit devant kT_c .

Donc, la deuxième équation s'écrit

$$-\frac{ne}{m^*} E p_0 = \int \varepsilon(p) \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} d\tau_p.$$

Or on a

$$\begin{aligned} \left(\frac{df_0(p)}{dt}\right)_{\text{coll}} &= \int f(p) W(p, p') d\tau_{p'} \\ &- \int f(p') W(p', p) d\tau_{p'}, \end{aligned}$$

où $W(p, p')$ est la probabilité de transition $p \rightarrow p'$ dans le choc considéré. Cette probabilité varie évidemment selon la nature des chocs envisagés.

On tiendra compte successivement des chocs avec les phonons acoustiques, les phonons optiques et les impuretés ionisées. Or, dans tous les cas, les probabilités de transitions ont déjà été calculées par différents auteurs [6], [7], [8], il est donc inutile de refaire ces calculs.

En particulier pour les phonons, on peut écrire

$$\begin{aligned} \frac{df(p)}{dt} &= - \int [f(p) W_a(p, p+q) \\ &- f(p+q) W_e(q, p, p) \\ &+ f(p) W_e(p, p-q) \\ &- f(p-q) W_a(p-q, p)] d\tau_q, \end{aligned}$$

W_m , probabilité d'absorption;

W_e , probabilité d'émission,

si q est la quantité de mouvement du phonon absorbé ou émis.

On sait cependant déjà que ces calculs conduisent

à la définition d'un temps de relaxation τ , dépendant de p et de T . Par définition de τ , on peut alors écrire

$$\frac{df(p)}{dt} = -\frac{f(p)}{\tau(p, T)}.$$

Les différents auteurs, ayant fait le calcul, ont trouvé, ainsi qu'on peut le voir dans les articles cités,

$$(\tau)_{\text{phon}} = \frac{l}{v} = \frac{lm^*}{p},$$

où l est le libre parcours moyen défini à partir des constantes du réseau;

$$(\tau)_{\text{impuretés ionisées}} = B v^3 = B \frac{p^2}{m^{*3}},$$

où B s'exprime également en fonction des paramètres du semi-conducteur considéré.

On peut dès lors écrire

$$(3) \quad -neE = p_0 \int \frac{p^2}{m^* k T_c} \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} d\tau_p,$$

et

$$(4) \quad -\frac{neE p_0}{m^*} = \int \langle \Delta \varepsilon(p) \rangle \left(\frac{df_0}{dt}\right)_{\text{coll}} d\tau_p,$$

où $\langle \Delta \varepsilon(p) \rangle$ est l'énergie moyenne perdue par un électron d'énergie $\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m^*}$ dans un choc.

On peut écrire les équations (3) et (4)

$$\frac{neE}{p_0} = F(T_c),$$

$$\frac{ne}{m^*} E p_0 = G(T_c).$$

En effet, les intégrales figurant au second membre ne dépendent que du paramètre T_c . Ceci donne une représentation paramétrique de la caractéristique courant, tension, c'est-à-dire p_0 en fonction de E .

On considère trois types de collisions, on peut donc écrire

$$\left(\frac{df}{dt}\right)_{\text{coll}} = \left(\frac{df}{dt}\right)_{\text{p.a.}} + \left(\frac{df}{dt}\right)_{\text{p.o.}} + \left(\frac{df}{dt}\right)_I,$$

où l'on a :

p. a. = phonons acoustiques;

p. o. = phonons optiques;

I = impuretés ionisées.

On peut donc écrire

$$\left(\frac{1}{\tau}\right)_{\text{tot}} = \frac{1}{\tau_{\text{p.a.}}} + \frac{1}{\tau_{\text{p.o.}}} + \frac{1}{\tau_I}.$$

1.3.1. CAS DES PHONONS ACOUSTIQUES. — On a, c'est-à-dire si l'on pose $p_0 = m^* u$ et $T_e \rightarrow T$, dans ce cas,

$$\tau_{p,av} = \frac{l}{v}.$$

$$u = \frac{\sqrt{3}\pi}{2\sqrt{2}} \mu_{av} E.$$

Il faut calculer F et G .

On a

$$\begin{aligned} F(T_e) &= \int \frac{p^2}{m^* k T_e} \frac{p}{l m^*} f_0(p) d\tau_p \\ &= \frac{1}{l m^* k T_e} \int_0^\infty p^3 f_0(p) d\tau_p. \end{aligned}$$

c'est-à-dire à peu près $u = \mu E$.

On peut d'ailleurs, dans notre approximation, remplacer $\frac{\sqrt{3}\pi}{2\sqrt{2}}$ par 1.

Emission d'un phonon
Absorption d'un phonon

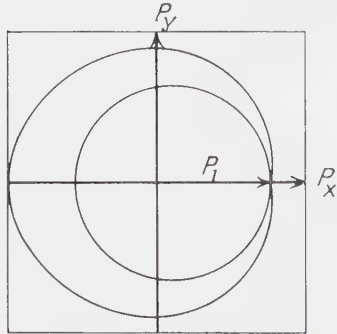


Fig. 1.

Energie moyenne
Energie constante

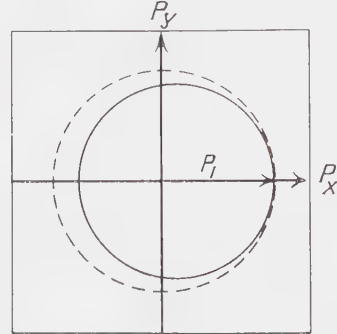


Fig. 2.

Ceci vaut donc n fois la moyenne du cube des vitesses. Or on sait que

$$p^3 = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{k T_e}{m^*} \right)^2 m^{*3} = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} (k m^* T_e)^2.$$

ce qui donne

$$F(T_e) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\pi}} \frac{n}{l} \left(\frac{k T_e}{m^*} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Or, on peut, d'autre part, exprimer l uniquement en fonction de la mobilité des porteurs à champ nul, quand cette mobilité n'est limitée que par les chocs sur les phonons acoustiques. En effet, on a alors

$$\mu_{av} = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} = \frac{e l}{(3 m^* k T)^{\frac{1}{2}}},$$

ce qui donne

$$F(T_e) = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} \frac{n e \mu_{av}}{m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}},$$

d'où l'on déduit

$$n e E = \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{3\pi}} \frac{n e \mu_{av}}{m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

Calculons maintenant $G(T_e)$

$$G(T_e) = \int \Delta \varepsilon \frac{p}{l m^*} f_0(p) d\tau_p.$$

Il faut évaluer $\Delta \varepsilon$. Ce calcul a déjà été fait par de nombreux auteurs; on peut par exemple le trouver dans Shockley [3]. On suppose dans ce calcul des surfaces d'énergie sphérique, c'est-à-dire $\varepsilon(p) = \frac{p^2}{2m^*}$ et m^* isotrope. On verra plus loin ce qu'on peut faire si m^* n'est pas isotrope.

On a représenté sur les figures 1 et 2 en deux dimensions le cercle d'énergie constante et les courbes d'énergie de l'électron après le choc dans lequel il a émis ou absorbé un phonon.

Si q est la quantité de mouvement du phonon, son énergie est qc dans le cas des phonons acoustiques. L'énergie moyenne perdue est alors

$$\Delta \varepsilon = \frac{1}{2} m^* c^2 \left(1 - \frac{p^2}{4 m^* k T} \right),$$

T est la température du réseau.

Ceci est valable à condition que $m^* c^2 \ll kT$. Ceci est vrai dès que $T > 10^\circ \text{K}$ pour le germanium. Donc,

ceci sera valable dans tous les cas que nous avons étudiés expérimentalement.

Dès lors, on a

$$G(T_e) = \frac{1}{4} \frac{e^2}{l} \left[\int p f_0 d\tau_p - \frac{1}{4 m^* k T} \int p^3 f_0 d\tau_p \right],$$

ce qui donne, en prenant les facteurs numériques des intégrales égaux à 1

$$G(T_e) = 2 \frac{e^2}{l} n \left[T_e^{\frac{1}{2}} - \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{T} \right] \sqrt{m^* k T}$$

ou, en faisant intervenir la mobilité μ_{a0} ,

$$(6) \quad G(T_e) = 2 \frac{n e c^2}{\mu_{a0}} \frac{T_e^{\frac{1}{2}}}{T^{\frac{3}{2}}} (T_e - T).$$

Si $T_e \rightarrow T$, on voit que $G \rightarrow 0$, et l'on a la loi d'Ohm.

Si $T_e \ll T$, l'équation (6) devient

$$(7) \quad G(T_e) = 2 \frac{n e c^2}{\mu_{a0}} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{3}{2}}$$

Les équations (5) et (7), associées au fait que $j = n e \frac{p_0}{m^*}$, montrent qu'on a j proportionnel à $E^{\frac{1}{2}}$ si E est suffisamment grand.

1.3.2. CAS DES PHONONS OPTIQUES. — On a toujours

$$\tau = \frac{l_1}{v},$$

mais $l_1 \neq l$. Ceci en supposant toujours qu'on ne considère que le mécanisme d'émission ou d'absorption d'un seul phonon. On trouve alors, de même que précédemment,

$$(8) \quad F(T_e) = \frac{n e}{\mu_{a0} m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}},$$

où μ_{a0} est la mobilité des porteurs freinés simplement par les phonons optiques et à champ nul. A température ordinaire et plus basse, on a souvent

$$(\mu_{a0})^{-1} = (\mu_{a0})^{-1}$$

pour le germanium à 77° K, par exemple, on a

$$\frac{\mu_{a0}}{\mu_{a0}} = 0,05$$

(Morin et Maïta, 1954). En ce qui concerne les phonons optiques, ce terme est donc en général assez petit devant celui concernant les phonons acoustiques.

La différence fondamentale vient du calcul de $G(T_e)$; en effet, alors que les phonons acoustiques ont une énergie variant avec q , l'énergie des phonons optiques est sensiblement constante (voir fig. 3). On peut poser, par exemple,

$$\varepsilon_{p.o.} = k \theta_0,$$

Dans le germanium, par exemple, θ_0 vaut 400° K (Pelah, 1954).

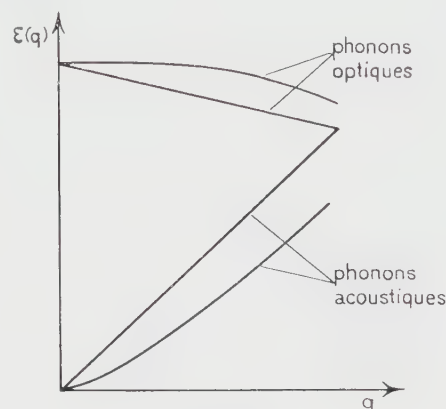


Fig. 3.

La variation d'énergie de l'électron dans un tel choc est donc $+k\theta_0$ ou $-k\theta_0$ selon que le phonon a été absorbé ou émis.

Or la probabilité d'émission est proportionnelle à $n_q + 1$ et la probabilité d'absorption à n_q , où n_q est le nombre de phonons. Donc (voir remarque à la fin du paragraphe)

$$\Delta\varepsilon > = \frac{k\theta_0(n_q + 1) - k\theta_0 n_q}{1 + 2n_q} = \frac{k\theta_0}{1 + 2n_q}.$$

Dès lors, on a pour $G(T_e)$

$$G(T_e) = \frac{k\theta_0}{1 + 2n_q} \frac{n}{l_1 m^*} \int p f_0(p) d\tau_p,$$

c'est-à-dire, en introduisant μ_{a0} ,

$$(9) \quad G(T_e) = \frac{k\theta_0 n e}{[1 + 2n_q] \mu_{a0} m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}},$$

avec

$$n_q = \frac{1}{\exp \frac{\theta_0}{T} - 1}.$$

Si les phonons optiques intervenaient seuls, on aurait alors

$$\frac{p_0^2}{m^*} = \frac{G(T_e)}{F(T_e)} = k\theta_0.$$

Donc, la densité de courant

$$j = ne \frac{p_0}{m^*} = ne \sqrt{\frac{k\theta_0}{m^*}}$$

serait indépendante du champ. On explique ainsi la région de saturation. On vérifiera la valeur numérique de j sur les courbes expérimentales.

Remarque. — Ceci n'est valable que pour T_e grand, c'est-à-dire E grand. En effet, la probabilité d'émission est proportionnelle à $(n_q + 1) \varphi(\varepsilon)$ et pour l'absorption $n_q \varphi(\varepsilon')$, avec $\varepsilon - \varepsilon' = \text{énergie du phonon}$. Or nous avons supposé implicitement que l'énergie du phonon était petite devant l'énergie de l'électron, donc $k\theta_0 \ll \frac{p^2}{2m^*}$, c'est-à-dire $\theta_0 < T_e$. Ceci n'est donc valable que pour T_e grand.

1.3.3. CAS DES IMPURETÉS IONISÉES. — Le calcul de τ dans ce cas a été fait par Conwell et Weisskopf [8] et modifié par Brooks-Herring [9]. Ils ont trouvé

$$\tau_I = B v^3,$$

avec

$$\frac{1}{B} = \frac{2e^3}{K^2 m^{*2}} n \log \left(\frac{1 + K^2 k^2 T_e^2 n^{-\frac{2}{3}}}{e^3} \right).$$

Ceci est le résultat de Conwell et Weisskopf. La modification de Brooks-Herring porte sur le terme logarithmique. De toute façon, nous négligerons ce terme, voisin de 1 dans nos calculs.

On en déduit dès lors immédiatement

$$\begin{aligned} (10) \quad F(T_e) &= \frac{1}{B} \int \frac{p^2}{m^* k T_e} \left(\frac{m^{*3}}{p^3} \right) f_0(p) d\tau_p \\ &= \frac{m^{*2}}{k T_e} \int p^{-1} f_0(p) d\tau_p \\ &= \sqrt{\frac{m^{*3}}{k^3}} \frac{n}{B} T_e^{-\frac{3}{2}}, \\ F(T_e) &= \frac{n}{B} \left(\frac{k T_e}{m^*} \right)^{-\frac{3}{2}}. \end{aligned}$$

Dans ce cas, on peut également faire intervenir la mobilité μ_{I0} des porteurs à champ nul, limitée uniquement par les impuretés ionisées.

On a

$$\mu_{I0} = \frac{e \tau_I}{m^*},$$

ce qui donne

$$\mu_{I0} = \frac{eB}{m^*} \left(\frac{kT}{m^*} \right)^{\frac{3}{2}}.$$

Donc

$$F(T_e) = \frac{n\mu_{I0}}{\mu_{I0} m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{-\frac{3}{2}}.$$

On voit que, cette fois-ci, la mobilité μ des porteurs qui vaut

$$\mu = \mu_{I0} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{3}{2}}$$

augmente quand la température électronique croît, contrairement à ce qui se passe pour les phonons.

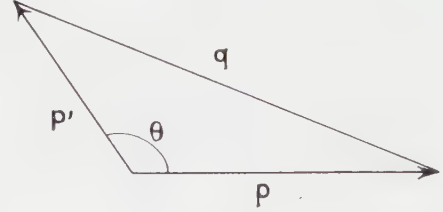


Fig. 4.

On doit calculer maintenant la perte moyenne d'énergie $\Delta\varepsilon$ dans un choc avec une impureté ionisée. On a un choc d'une particule de masse m^* contre une particule de masse M beaucoup plus grande. Dans ces conditions, on peut estimer que le choc est élastique, et l'on peut écrire

$$p = p'$$

et

$$\begin{aligned} q &= 2p \sin \frac{\theta}{2}, \\ \Delta\varepsilon &= \frac{q^2}{2M} = \frac{4p^2}{2M} \frac{1}{2} \int_0^\pi \sin^2 \frac{\theta}{2} d\theta, \\ \Delta\varepsilon &= \frac{p^2}{M}. \end{aligned}$$

Ceci en supposant les impuretés de masse M immobiles au départ. On peut cependant tenir compte du fait qu'elles sont au départ en équilibre thermique avec le réseau et qu'elles ont donc une vitesse d'agitation thermique

$$v_I \sim \sqrt{\frac{3kT}{M}}.$$

Donc

$$\Delta\varepsilon > \frac{1}{M} \left(p^2 - \frac{3}{2} k T M \right),$$

ce qui donne pour $G(T_e)$, en négligeant tout d'abord v_I ,

$$G(T_e) = \int \frac{p^2}{M} \frac{m^{*3}}{B p^3} f_0(p) d\tau_p = \sqrt{\frac{2m^{*3}}{k}} \frac{n}{BM} T_e^{-\frac{1}{2}}.$$

En tenant compte de v_I

$$(11) \quad G(T_e) = \sqrt{\frac{2m^{*3}}{k}} \frac{n}{BM} T_e^{-\frac{3}{2}} (T_e - T).$$

On peut, là aussi, introduire μ_{f0} , il vient

$$G(T_e) = \sqrt{\frac{2}{3}} \frac{nekT}{M\mu_{f0}} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{T_e}{T} \right).$$

On remarque dans cette expression le facteur $\frac{1}{M}$.

Or M est très grand devant m^* , $\frac{m^*}{M} \sim 2.10^{-6}$.

Il en résulte que ce dernier terme est en général négligeable devant ceux dus aux phonons, du moins en ce qui concerne les impuretés ionisées classiques. On verra plus loin comment ce terme peut devenir, au contraire, prépondérant dans le cas où ce sont les trous positifs qui jouent le rôle de particules chargées, car, dans ce cas,

$$\frac{m_{\text{élect}}^*}{m_{\text{trous}}^*} \sim 0.1.$$

Voyons, comme dans les autres cas, quelle serait la caractéristique E, j si ces collisions intervenaient seules. En faisant le rapport $\frac{G(T_e)}{F(T_e)}$, on voit que j^2 est proportionnel à $(T_e - T)$, donc $(T_e - T)$ est une fonction croissante de j .

Il suffit alors d'étudier la variation de E^2 avec T_e . Or

$$E^2 \sim T_e \cdot (T_e - T).$$

On voit que E^2 passe par un maximum, puis décroît (fig. 5). Si ces collisions intervenaient seules, on aurait donc une résistance négative.

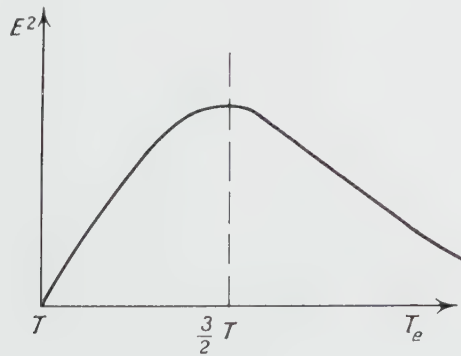


Fig. 5.

Discussion. — Dans le cas le plus général où l'on peut négliger l'effet des impuretés ionisées, les équations s'écrivent ($T_e \ll T$)

$$uE = \frac{2e^2}{\mu_{a0}} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{3}{2}} + \frac{k\theta_0}{(1 + 2\mu_{\eta})\mu_{a0}m^*} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}}$$

et

$$E = u \left(\frac{1}{\mu_{a0}} + \frac{1}{\mu_{a0}'} \right) \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

On peut poser

$$\frac{1}{\mu_I} = \frac{1}{\mu_{a0}} + \frac{1}{\mu_{a0}'},$$

où μ_I est la mobilité réelle mesurée à champ nul. La deuxième équation devient alors

$$E = \frac{u}{\mu_I} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

— Pour $T_e > T$, c'est-à-dire E petit, $uE \rightarrow 0$, et l'on a

$$u = \mu_I E.$$

c'est-à-dire la loi d'Ohm classique.

— Si T_e croît, on voit que c'est d'abord le terme en $(T_e)^{\frac{1}{2}}$ qui intervient dans l'énergie, et l'on a donc la région de saturation

$$j_s = ne \sqrt{\frac{k\theta_0}{m^*}} \sqrt{\frac{\mu_I}{\mu_{a0}}}.$$

— Enfin, si T_e croît encore, c'est le terme en $(T_e)^{\frac{3}{2}}$ qui devient important. Donc, contrairement à ce qu'avait trouvé Shockley [3], ce sont les phonons optiques qui interviennent surtout à bas champ et les phonons acoustiques à champ élevé et à champ presque nul.

On a alors, cette fois-ci,

$$u = \left(\frac{\mu_I}{\mu_{a0}} \right)^{\frac{1}{2}} + e \mu_{a0}' E^{\frac{1}{2}}.$$

Donc, à très haut champ, on tend vers une carac-

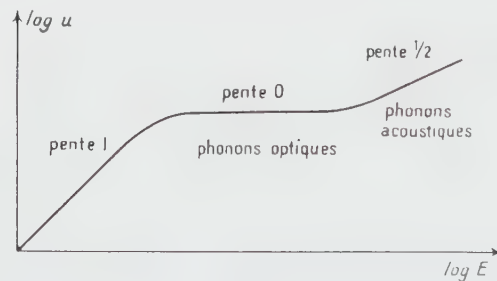


Fig. 6.

téristique en j proportionnel à $E^{\frac{1}{2}}$. La courbe théorique aura donc l'allure de la figure 6.

Tableau récapitulatif.

	Phonons acoustiques.	Phonons optiques. ($T_e \ll T$).	Impuretés ionisés.
$F(T_e) \dots\dots\dots$	$\frac{ne}{\mu_{a0} m^*} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{ne}{\mu_{a0} m^*} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{ne}{\mu_{i0} m^*} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{-\frac{3}{2}}$
$G(T_e) \dots\dots\dots$	$\frac{2nec^2}{\mu_{a0}} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{T_e}{T}\right)$	$\frac{k\theta_0}{1 + 2n_g} \frac{ne}{\mu_{a0} m^*} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}}$	$\frac{\sqrt{2}nekT}{M\mu_{i0}} \left(\frac{T_e}{T}\right)^{\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{T_e}{T}\right)$

2. ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA CONDUCTIVITÉ ET DE L'EFFET DE HALL.

Des études de ce genre ont été déjà faites par Ryder et Gunn, comme on l'a dit plus haut. Mais on a repris ces expériences d'une manière plus systématique en variant la densité d'impuretés du semi-conducteur et même en changeant la nature.

On a fait des mesures de conductivité sur trois corps : le germanium, le silicium et le composé SbIn. D'autre part, un diplôme a été fait au laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure sur le TeZn.

Dans toutes ces mesures, une condition s'impose au premier chef : c'est de ne pas échauffer le réseau cristallin. On doit donc limiter la puissance dissipée dans l'échantillon. Cette puissance est donnée : $p = \frac{I^2}{R}$, V étant la différence de potentiel appliquée à l'échantillon et R sa résistance.

Ceci peut aussi s'écrire

$$p = \frac{E^2 I s}{\rho}$$

en tenant compte des dimensions géométriques.

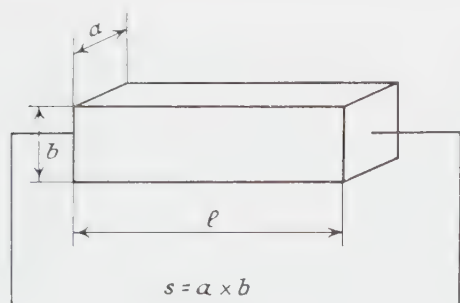


Fig. 7.

E est le champ électrique au sein de l'échantillon, ρ est imposé par la nature du spécimen à étudier.

On a donc intérêt à diminuer les dimensions de l'échantillon, aussi bien l que s . On a d'ailleurs surtout intérêt à diminuer s , car de cette sorte on augmente les échanges thermiques avec l'extérieur. On est limité dans cette voie par la fragilité mécanique de l'échantillon.

On constate que l'échantillon ne s'échauffe pas par la stabilité des mesures dans le temps. Ces considérations conduisent à la conclusion qu'il faut opérer en impulsions dès que ρ devient trop faible.

Pratiquement, on n'a effectué les mesures en courant continu que dans le cas du silicium à très basse température (à partir de 77° K).

Dans tous les autres cas, on se trouve donc devant le problème de construire un générateur d'impulsions de grande puissance.

On décrira brièvement, tout d'abord, les différents générateurs d'impulsions que nous avons construits, puis les dispositifs électroniques que nous avons utilisés pour faire les mesures en impulsions.

2.1. Générateurs d'impulsions.

Le problème qui se pose est d'obtenir des impulsions relativement courtes, mais surtout d'appliquer ces impulsions sur divers échantillons présentant des impédances fort différentes. Or un circuit électronique donné n'accepte de fonctionner qu'avec une impédance de sortie bien adaptée, sinon l'impulsion est déformée et la mesure devient impossible.

Deux types de générateurs d'impulsions ont été construits. Le premier utilise la décharge d'une ligne à retard à travers un thyatron à hydrogène. Son avantage est de donner une grande puissance; il peut délivrer des impulsions de 7 kV et 140 A. Son principal inconvénient est de nécessiter une résistance bien adaptée; d'autre part, la durée de l'impulsion est imposée par construction.

Le second principe consiste à utiliser un générateur commercial qui permet de faire varier tous les paramètres : longueur de l'impulsion, fréquence de récurrence, etc., et de le faire suivre d'un amplificateur adapté aux besoins.

On va décrire brièvement quelques dispositifs utilisés.

2.1.1. GÉNÉRATEUR UTILISANT UN THYRATRON A HYDROGÈNE. — Le principe de ce générateur est la charge d'une ligne à retard dont la décharge est commandée par un interrupteur à déclenchement précis : le thyatron à hydrogène.

La ligne à retard est constituée de diverses cellules L. C. L'impédance itérative de la ligne utilisée est de $50\ \Omega$. Nous avons également utilisé une ligne à retard coaxiale d'impédance $500\ \Omega$.

La ligne est chargée sous la tension E alors qu'elle est ouverte (impédance infinie). Si on la ferme au temps $t = 0$ sur son impédance itérative Z , il est aisé de voir que la décharge se fait à tension constante $\frac{E}{2}$ pendant un temps correspondant au double du retard de la ligne. La forme de l'impulsion dépend donc uniquement de la ligne à retard et, pour faire varier ses paramètres, nous devons changer de ligne. Nous ne pouvons donc modifier la forme et la durée de l'impulsion de manière continue, ce qui représente un inconvénient assez grave.

Le déclenchement de l'impulsion se fait en appliquant une impulsion de commande positive sur la grille du thyatron. La décharge s'établit pendant le temps d'ionisation du gaz contenu dans la lampe. Pour avoir un temps de montée très court, nous utilisons un thyatron à hydrogène pour lequel le temps d'ionisation est de $0,05\ \mu\text{s}$. Nous avons pu ainsi obtenir des impulsions de 1 à $0,2\ \mu\text{s}$.

Le schéma électronique de l'appareil est donné sur la figure 8.

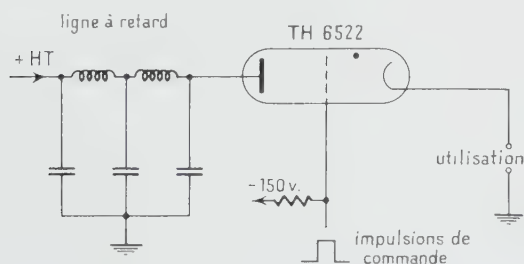


Fig. 8.

2.1.2. AMPLIFICATEURS D'IMPULSIONS. — Pour avoir un réglage plus commode, on a utilisé un

générateur du commerce Férisol P-102, qui permet de faire varier la durée de l'impulsion de 1 à $50\ \mu\text{s}$ et la fréquence de récurrence de 50 à $50\ 000\ \text{c/s}$. Mais cet appareil ne délivrant aucune puissance, on a dû construire des amplificateurs de puissance.

On a construit deux types d'amplificateurs, l'un donnant des courants intenses et pouvant par conséquent débiter sur des échantillons de très faible résistance SbIn, par exemple), l'autre donnant au contraire des tensions très élevées.

a. Amplificateur de tension. — On a utilisé simplement une triode amplificatrice, mais pouvant supporter une très haute tension plaque. On a employé un tube américain 304 TH qui permet d'obtenir $3\ 000\ \text{V}$ et $6\ \text{A}$. Le schéma du montage est donné sur la figure 9.

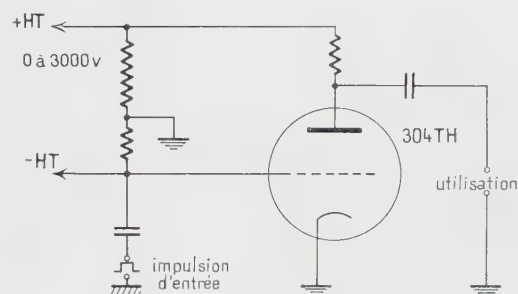


Fig. 9.

b. Amplificateur de courant. — On a employé le système à charge cathodique (« cathode follower ») avec des tubes à grand débit. On a utilisé cinq pen-

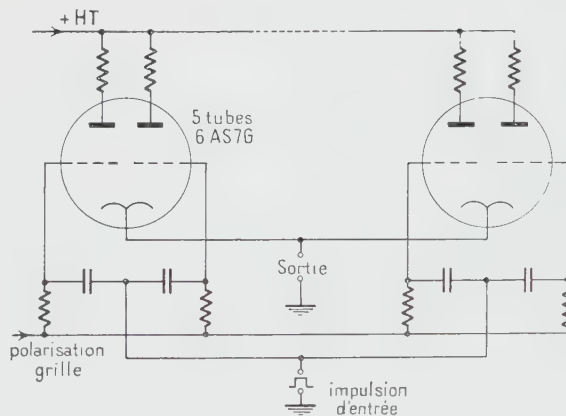


Fig. 10.

todes 6 AS7 en parallèle, ce qui permet d'obtenir un débit de $20\ \text{A}$ et une résistance de charge aussi petite qu'on voudra. Le schéma du montage est donné sur la figure 10.

2.2. Mesures de conductivité et d'effet Hall.

On a utilisé ces générateurs pour effectuer des mesures de conductivité et d'effet Hall. En effet, on a voulu distinguer deux effets : la variation de mobilité et la variation du nombre de porteurs avec le champ électrique appliqué.

Les mesures de conductivité à champ élevé ont montré que la loi d'Ohm n'est pas observée. Or la conductivité σ d'un conducteur peut s'écrire

$$\sigma = ne\mu,$$

n étant la densité des porteurs, e leur charge et μ leur mobilité. Ceci, bien entendu, dans le cas où il n'existe qu'un seul type de porteurs. La variation de σ peut donc venir, soit d'une modification de n , soit d'une variation de μ .

La plupart des auteurs ont supposé que n restait constant et ont déduit les variations de μ de l'étude de σ .

Or il n'est pas sûr que n reste constant, c'est même fort improbable, car il semble que, lorsqu'un porteur a acquis suffisamment d'énergie, il puisse ioniser des impuretés ou même des atomes du réseau dans un choc.

Il a donc paru indispensable d'étudier à la fois n et μ , et c'est pourquoi on a fait des mesures simultanées de conductivité, d'effet Hall, et par la même occasion, de magnéto-résistance.

Ces mesures ont été faites pour différents semi-conducteurs : germanium, silicium, antimoniure d'indium et tellure de zinc.

2.2.1. PRÉPARATION DES ÉCHANTILLONS. — Le germanium et le silicium ont été fournis par le Département de Recherches Physico-chimiques de la Compagnie Générale de T. S. F. Nous nous sommes contenté de découper les échantillons à notre convenance.

Le tellure de zinc a été préparé dans notre laboratoire par M. Simon au cours de son travail pour son Diplôme d'Études Supérieures. Les détails de la préparation sont donnés dans le diplôme de M. Simon [15].

L'antimoniure d'indium a également été préparé au laboratoire.

Ce corps est très simplement obtenu en fondant les éléments ensemble dans les proportions stœchiométriques. Cette fusion est réalisée dans une nacelle de quartz et sous atmosphère d'hydrogène pour éviter l'oxydation des produits. Le chauffage est fait par induction grâce à un four haute fréquence.

La purification de InSn est réalisée par la méthode

classique de fusion de zone. La ségrégation des impuretés se fait très lentement, et il faut faire au moins une quarantaine de passes pour purifier un lingot. On suit la purification en mesurant la résistivité du lingot en différents points par la méthode des quatre pointes.

De temps en temps on prélève un échantillon afin de mesurer l'effet Hall pour déterminer le type et le nombre de porteurs.

Au début on n'obtenait que du InSb de type p . L'analyse spectrographique a montré que l'impureté aluminium n'était pas éliminée par la méthode de la fusion de zone. On a donc dû procéder à une purification chimique préalable de l'indium pour éliminer l'aluminium qu'il contenait. Ceci a été réalisé par le laboratoire de Chimie du Département de Recherches Physico-chimiques de la Compagnie Générale de T. S. F.

On a pu ainsi obtenir des échantillons n assez purs à température ordinaire.

Les échantillons les plus purs contiennent environ 10^{15} atomes/cm³.

Ces échantillons très purs deviennent évidemment tous de type p à très basse température.

Il est possible ensuite de doper les échantillons avec des impuretés choisies. Pour obtenir des spécimens n avec un grand nombre de porteurs, on utilise le tellure.

Obtention de monocristaux. — On a employé la méthode par tirage vertical dont le principe est

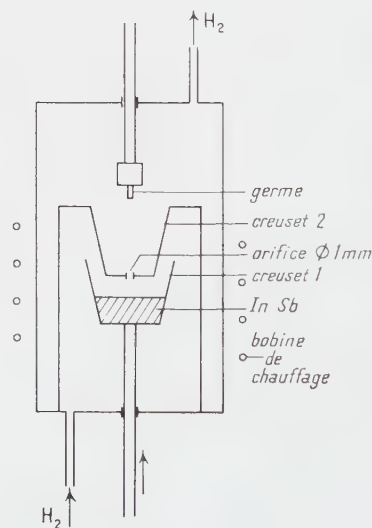


Fig. 11.

bien connu. Le composé est fondu dans un creuset de quartz au moyen d'une bobine entourant ce

creuset et parcourue par un courant haute fréquence. La cristallisation est amorcée par un germe dont l'extrémité plonge dans le liquide, le germe étant ensuite tiré lentement hors du bain. La vitesse d'ascension du germe était de 2 cm/h.

La surface du bain était malheureusement très sale, et ceci donnait de nombreux germes secondaires qui empêchaient d'obtenir un cristal unique. On a alors utilisé un dispositif spécial pour nettoyer la surface du bain.

La figure 11 donne le schéma de ce dispositif.

Le composé est fondu dans le creuset 1. Puis on soulève l'ensemble grâce à la tige de support. Le liquide pénètre alors dans le creuset 2 par le petit orifice situé à sa base et qui filtre les particules solides étrangères. On a alors dans le creuset 2 un bain liquide ayant une surface parfaitement propre. On a ainsi pu tirer de très beaux monocristaux de InSb de 2 cm de longueur environ et 1 cm de diamètre.

2.2.2. DISPOSITIF EXPÉRIMENTAL. — Les mesures devant être faites à diverses températures, et en particulier dans l'azote liquide et l'hydrogène liquide, on a réalisé des dispositifs pouvant être montés dans un vase Dewar. On a fait faire des vases Dewar spéciaux comme on peut le voir sur la figure 12.

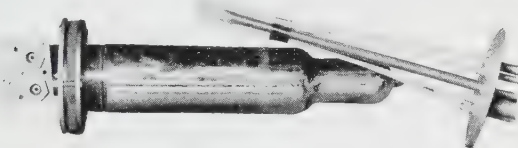


Fig. 12.

Le rétrécissement du bas est prévu pour entrer dans l'entrefer d'un électro-aimant. Le dessus est rodé de manière à être fermé hermétiquement afin de pouvoir pomper. On peut ainsi atteindre le point triple de l'azote et de l'hydrogène.

Sur la même photographie on voit le porte-échantillon et la platine supérieure permettant de fermer le vase Dewar.

Le schéma du dispositif expérimental est donné par la figure 13.

Les différentes tensions sont mesurées à l'oscilloscope :

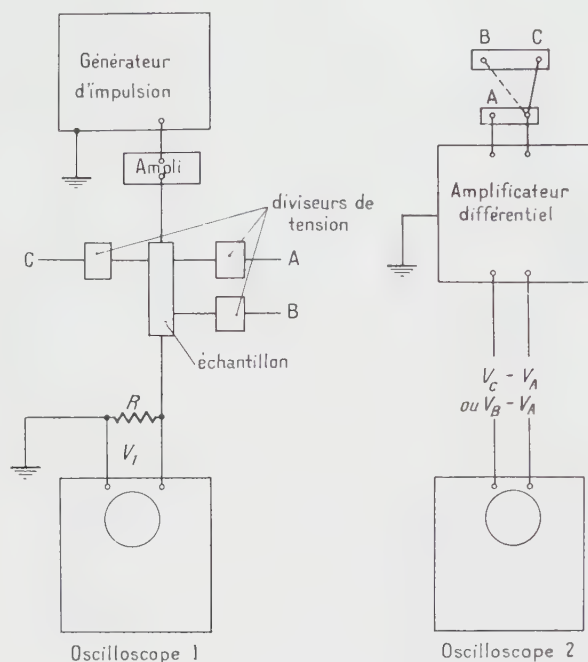
— La tension V_1 permet de mesurer le courant I :

$$I = \frac{V_1}{R} \quad (R \text{ restant constant});$$

— $V_B - V_A$ donne la tension entre les points A

et B et permet de déduire la conductivité σ du matériau;

— $V_C - V_A$ donne l'effet Hall. Le potentiomètre C permet de régler $V_C - V_A$ à 0 en l'absence de champ magnétique.



Dispositif expérimental

Fig. 13.

L'oscilloscope 1 est un synchroscope Ribet-Desjardins Type 252, qui a une réponse en fréquence satisfaisante jusqu'à 10 MHz environ. D'autre part, la luminosité est suffisante pour pouvoir opérer coup par coup. Ces performances sont absolument nécessaires pour pouvoir effectuer les mesures dont nous avons besoin.

Ce synchroscope est muni, d'autre part, d'un dispositif permettant l'étalonnage de l'amplificateur vertical directement en volts, ce qui est commode pour les mesures.

L'oscilloscope 2 est un Tektronix Type 545, qui a des performances encore supérieures à celle du Ribet. Le temps de montée de l'amplificateur vertical est de 0,025 μ s et son gain est calibré à l'avance. D'autre part, il est muni de plusieurs amplificateurs verticaux interchangeables, notamment d'un amplificateur différentiel qui nous a particulièrement servi.

La principale difficulté expérimentale dans notre cas est de garder une masse commune à tous nos appareils électroniques. Il faut en effet que l'impulsion soit bien carrée aux différents points du circuit si

l'on veut faire des mesures satisfaisantes. Or ceci est assez difficile, car les fils de connexion ont des self-inductances et des capacités non négligeables et, d'autre part, si l'on ne met pas tous les appareils à la même masse, on a des capacités parasites entre masses qui déforment l'impulsion. Ce second point est résolu par l'emploi de l'amplificateur différentiel, comme l'indique la figure 13. Quant aux connexions, elles sont réalisées avec des câbles coaxiaux de faible capacité qui ne déforment pas l'impulsion.

Enfin, il est nécessaire d'avoir des circuits diviseurs de tension, car la tension maximale applicable à l'entrée de l'amplificateur est de l'ordre de 100 V, et l'on a jusqu'à 5 000 V entre A et B. Ces circuits diviseurs doivent également transmettre l'impulsion sans la déformer. On utilise des circuits composés de résistances et capacités comme le montre la figure 14.

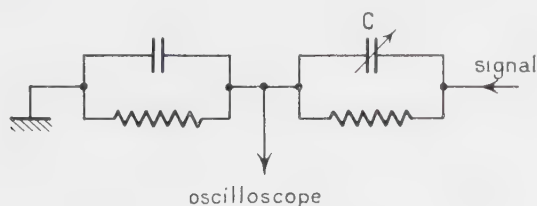


Fig. 14.

Le condensateur C est ajusté de manière à passer l'impulsion sans la déformer. Le coefficient d'atténuation est déterminé par étalonnage.

C'est ainsi qu'on a pu faire les mesures dont on donne les résultats ci-après.

2.3. Résultats expérimentaux et discussion.

2.3.1. RÉSULTATS. — On a surtout effectué des mesures sur des échantillons impurs afin de pouvoir appliquer les résultats théoriques qu'on avait obtenus. On donne trois réseaux de caractéristiques (courant, tension) pour diverses températures (fig. 15, 16, 17). La première concerne du germanium *n*, la seconde du silicium *n*, enfin la troisième du germanium *p*. On a tracé une courbe avec un échantillon *p*, afin de montrer que les calculs s'appliquent non seulement aux électrons mais aussi aux trous.

Ces courbes sont analogues à celles qu'avaient déjà obtenues Ryder et Gunn. On a, en plus, mesuré l'effet Hall pour nous assurer que le nombre de porteurs restait constant. Dans toutes ces courbes, le nombre de porteurs reste effectivement constant.

2.3.2. DISCUSSION. — On voit que l'allure générale des courbes est celle prévue. D'autre part,

on atteint la saturation pour la plupart des échantillons. On vérifiera tout d'abord la valeur du courant de saturation. Puis on interprétera la variation de mobilité dans le cas de Ge impur à basse température.

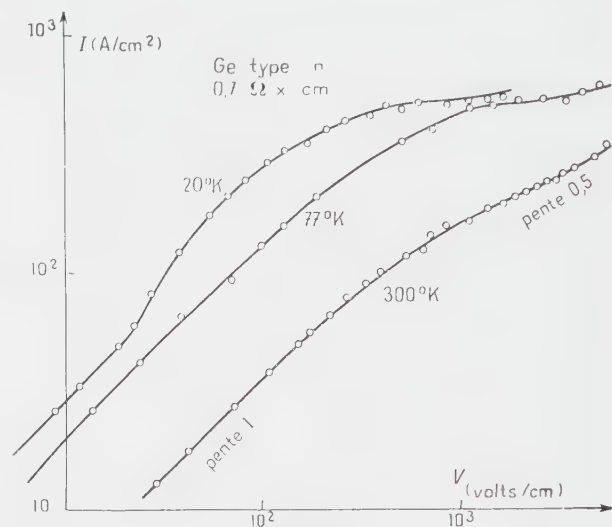


Fig. 15.

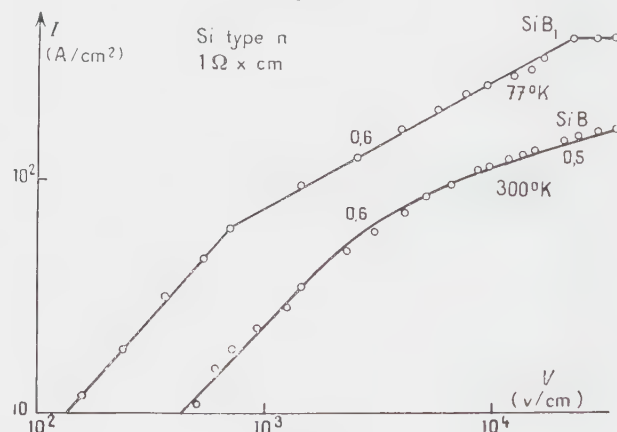


Fig. 16.

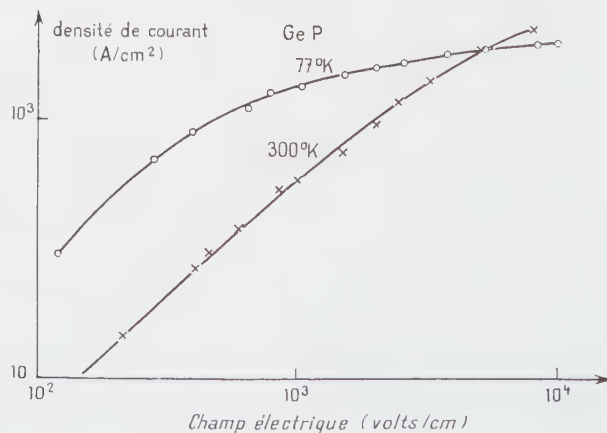


Fig. 17.

a. *Saturation.* — On a obtenu, au chapitre I,

$$j_s = ne \left(\frac{k \theta_0}{m^*} \frac{\mu_A}{\mu_{I0}} \right)^{\frac{1}{2}},$$

où en faisant intervenir la vitesse d'ensemble des porteurs

$$u_s = \left(\frac{k \theta_0}{m^*} \frac{\mu_A}{\mu_{I0}} \right)^{\frac{1}{2}}.$$

On voit que j_s doit être à peu près constant avec la température, car si n décroît quand T_e décroît, μ_A augmente, et le produit reste à peu près constant.

Dans les cas étudié, on a :

- Ge type n : $n = 2.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 300° K ;
- Si type n : $n = 3.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 300° K ;
- Ge type p : $p = 3.10^{15} \text{ cm}^{-3}$ à 300° K .

La formule ci-dessus permet de calculer u_s ; d'autre part, on peut déduire j_s des courbes expérimentales. La comparaison est faite dans le tableau ci-dessous :

Echantillon.	Température (°K).	j_s calculé (A/cm ²).	j_s mesuré (A/cm ²).
Ge n	77	$1,2 \cdot 10^3$	$1,0 \cdot 10^3$
	200	0,8	0,95
Si n	300	0,5	0,2
	77	0,8	0,5
Ge p	77	1,8	2

Pour le Si, on a pris $\theta_0 = 1200^\circ \text{ K}$.

b. *Mobilité à bas champ.* — On remarque, pour le germanium n à 20° K , une augmentation de la mobilité avec le champ électrique, alors que, dans tous les autres cas, on a une diminution de la mobilité.

On a interprété ceci par l'effet des impuretés ionisées sur la mobilité.

En effet, d'après le chapitre 1, on a

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_A} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} + \frac{1}{\mu_{I0}} \left(\frac{T_e}{T} \right)^{-\frac{1}{2}}.$$

Posons

$$\Delta T = T_e - T \quad \text{et} \quad \frac{\Delta T}{T} = \alpha,$$

ce qui est vrai à très basse température et à bas champ. Il vient alors

$$\frac{1}{\mu} = \left(\frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_{I0}} \right) + \left(\frac{1}{\mu_A} - \frac{3}{\mu_{I0}} \right) \frac{\Delta T}{2T}.$$

Posons

$$\frac{1}{\mu_A} + \frac{1}{\mu_{I0}} = \frac{1}{\mu_e},$$

on obtient une équation de la forme

$$\mu = \mu_e \left(1 + \beta \frac{\Delta T}{T} \right),$$

où β est du signe de $3\mu_A - \mu_{I0}$.

Or ΔT croît avec le champ électrique. Donc :

- si $\beta > 0$, μ croît quand E croît;
- si $\beta < 0$, μ décroît quand E croît.

Or, $\beta < 0$ signifie $\mu_{I0} < 3\mu_A$, ce qui a lieu généralement. En effet, la plupart du temps, ce sont les phonons qui limitent la mobilité. Cependant à très basse température, et pour un échantillon suffisamment impur, on peut avoir

$$\mu_{I0} < 3\mu_A,$$

c'est ce qui se passe avec notre échantillon de germanium de type n à 20° K .

Ceci permet donc d'interpréter la courbe expérimentale.

Remarques. — Nous avons supposé que les surfaces d'énergie constante étaient des sphères, c'est-à-dire que m^* était isotrope au voisinage d'un minimum de la bande de conduction. En réalité, la structure des bandes d'un semi-conducteur est plus complexe. Dans le germanium, par exemple, on a plusieurs minimums de la bande de conduction (appelés souvent vallées), et dans ces minimums, m^* n'est pas isotrope. Les surfaces d'énergie constante sont des ellipsoïdes et l'on définit une masse longitudinale m_l et une masse transversale m_t , on a alors

$$\varepsilon(p) = \frac{p_l^2}{2m_l} + \frac{p_t^2}{2m_t},$$

p_l et p_t étant les composantes longitudinales et transversales de $\mathbf{p}$.

Herring [12] a montré que, dans le cas de transitions « intra-vallée », la conductivité restait isotrope et qu'on pouvait prendre

$$\frac{1}{m^*} = \frac{1}{m_l} + \frac{1}{m_t}.$$

Cependant, ceci n'est plus vrai quand on a des transitions inter-vallées. Dans ce cas, la conductivité doit devenir anisotrope. Ceci a été effectivement observé par certains auteurs [13], à très haut champ dans le germanium.

Adawi [4] a fait une théorie des électrons chauds calquée sur celle des plasmas. En assimilant le semi-conducteur à un gaz de Lorentz, il retrouve sensiblement les mêmes résultats pour les phonons acoustiques. Il trouve cependant que l'influence des impuretés ionisées est plus importante que nous ne l'avons calculée. Il semble cependant que cette théorie soit plutôt applicable à un semi-conducteur contenant peu de porteurs, contrairement à la nôtre qui convient pour un corps relativement impur.

3. ÉTUDE DE DIVERS EFFETS DUS À LA TEMPÉRATURE DES ÉLECTRONS.

Introduction.

On a vu théoriquement et expérimentalement que, lorsqu'on fait passer un courant intense dans un semi-conducteur, il s'établit un régime stationnaire. Dans ce régime stationnaire, les électrons ont une température T_e supérieure à celle du réseau. Cette température élevée des électrons peut alors avoir des effets sur d'autres propriétés du cristal. C'est plusieurs de ces effets qu'on a réussi à mettre en évidence et qu'on va passer en revue maintenant.

On décrira successivement :

— L'effet thermoélectrique dû aux électrons chauds;

— L'émission électronique d'une cathode en semi-conducteur froide, mais avec des électrons chauds;

— La création de nouveaux porteurs par choc d'électrons chauds.

3.1. Effet « thermoélectrique » dû aux électrons chauds.

On a vu que, dans les mesures de conductivité, la température électronique apparaît comme un paramètre. Il est difficile de déduire de ces mesures la température électronique, car on ne sait jamais bien quel est le type de collisions qui prédomine. Le problème qui se posait était donc de trouver des méthodes permettant d'atteindre la température T_e , afin de comparer les résultats obtenus à ceux des mesures de conductivité. L'expérience décrite ci-dessous a été imaginée dans ce but.

3.1.1. RÉALISATION DES EXPÉRIENCES. — Le principe de cette expérience consiste à utiliser un échantillon découpé en forme de T, ainsi que l'indique la figure 18.

Ceci avait été utilisé par Schtembeck [14], mais pour des mesures en régime permanent qui chauffaient tout le cristal et qui n'avaient donc rien à voir avec le phénomène d'électrons chauds.

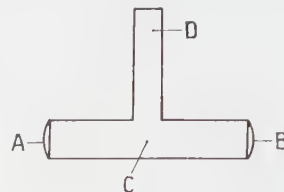


Fig. 18.

On applique une tension V entre A et B, suffisamment élevée pour que les électrons s'échauffent et d'une durée suffisamment courte pour que le réseau ne s'échauffe pas du tout. Étant donné la forme du spécimen, la densité de courant est forte en C et est négligeable en D. Par conséquent, les électrons doivent s'échauffer en C et rester à la température du réseau en D. Il doit donc apparaître une différence de potentiel due à un effet thermoélectrique entre C et D. Il faut remarquer que ce qui intervient n'est que la contribution des électrons à l'effet Seebeck. En effet, le réseau étant à température uniforme, il n'y a pas diffusion de phonons.

Il faut cependant prendre quelques précautions expérimentales. Il peut en effet se superposer à ce phénomène une différence de potentiel due au fait que les points C et D ne sont pas exactement sur une même équipotentielle. Mais cet effet est proportionnel au courant, et en particulier change de signe avec le sens du courant, alors que l'échauffement des électrons ne dépend pas du sens du courant. Ces considérations permettent d'éliminer cet effet parasite.

Soit ρ_i la différence de potentiel parasite proportionnelle à i , et E l'effet « thermoélectrique ». La tension mesurée entre C et D est

$$V_1 = E + \rho_i.$$

Si l'on change le sens du courant, on mesure

$$V_2 = E - \rho_i.$$

Donc

$$E = \frac{1}{2} (V_1 + V_2).$$

Toutes ces mesures se font évidemment en impulsions (10 μ s environ), donc par les dispositifs décrits au chapitre précédent, c'est-à-dire que les mesures de tension sont faites à l'oscillographe cathodique

et par l'intermédiaire d'amplificateurs différentiels afin d'avoir une masse commune à tout le montage.

Il faut remarquer que l'élimination de ρ_i se faisant par différence, ceci a une répercussion immédiate sur la précision des mesures. Pour que celles-ci soient acceptables, il faut que ρ_i soit au maximum de l'ordre de grandeur de E . Or ceci est difficile à réaliser; en effet, E est de l'ordre du millièème de la tension totale appliquée et il faut aligner les points C et D au millièème près si l'on veut une bonne précision. Pratiquement, la précision de nos mesures est de l'ordre de 20 % (10 % pour les meilleurs échantillons), ceci à condition de ne pas mettre une tension trop élevée entre A et B. Pratiquement, nous nous sommes limités à 200 V/cm. Cependant, nous avons déjà observé l'échauffement.

Notre méthode est donc valable pour étudier T_e à champ relativement faible. On peut dire que c'est une méthode d'étude des porteurs tièdes.

3.1.2. RÉSULTATS ET INTERPRÉTATION. — Pour des raisons matérielles, ces expériences n'ont été réalisées que sur du germanium de type n et à température ordinaire.

En effet, pour le silicium et pour le germanium à basse température, il est très difficile de faire des soudures de petite taille parfaitement ohmiques. Or, à partir du moment où l'on a des effets redresseurs aux soudures, on ne sait plus trop ce qu'on mesure.

Des mesures ont été effectuées sur le germanium pour diverses puretés; on donne ici les résultats pour un échantillon très pur (pratiquement intrinsèque, résistivité $40 \Omega/\text{cm}$) et pour un échantillon n très impur ($n = 10^{15}$ électrons/cm³). Voir figure ci-après.

Pour interpréter ces résultats, il faut déduire T_e de E . Pour cela, on peut admettre que la différence de potentiel observée entre C et D est due au fait que le niveau de Fermi des électrons n'est pas le même en ces deux points. Il faut donc calculer la variation du niveau de Fermi avec la température électronique.

On sait que, à température ordinaire, pour un semi-conducteur non dégénéré et de type n , c'est-à-dire $N_D < N_A$ (N_D étant la densité d'atomes donneurs et N_A la densité d'atomes accepteurs), on a

$$\begin{array}{c} W_F \\ \text{Niveau de Fermi} \end{array} = \begin{array}{c} W_C \\ \text{Bas de la bande} \\ \text{de conduction} \end{array} + kT_e \log \frac{N_D}{N_C},$$

où N_C est la densité d'état dans la bande de conduction. Avec une bande parabolique, on a

$$N_C = \frac{2}{h^3} (2\pi m^* kT_e)^{\frac{3}{2}}$$

et, d'autre part, dans ces conditions

$$n = N_D,$$

donc

$$\Phi = W_F - W_C = kT_e \log \frac{h^3 n}{2(2\pi m^* kT_e)^{\frac{3}{2}}}.$$

Pour les applications numériques, on prendra $T_e = T$ dans le logarithme.

On a donc un pouvoir thermoélectrique

$$\pi = \frac{1}{e} \frac{\partial \Phi}{\partial T_e} = \frac{k}{e} \log \frac{h^3 n}{2(2\pi m^* kT)^{\frac{3}{2}}}.$$

Dans le cas de notre spécimen impur, par exemple, où

$$\begin{aligned} n &= 10^{15}, \\ T &= 300^\circ \text{K}, \end{aligned}$$

on a, pour π ,

$$\begin{aligned} \pi &= -\frac{k}{e} 9,2 \\ \pi &= -800 \mu\text{V}/^\circ\text{C}. \end{aligned}$$

Donc

$$(12) \quad (T_e - T) = \frac{E_{th}(\text{V})}{800 \cdot 10^{-6}}.$$

Nous avons porté les points expérimentaux sur la courbe de la figure 19.

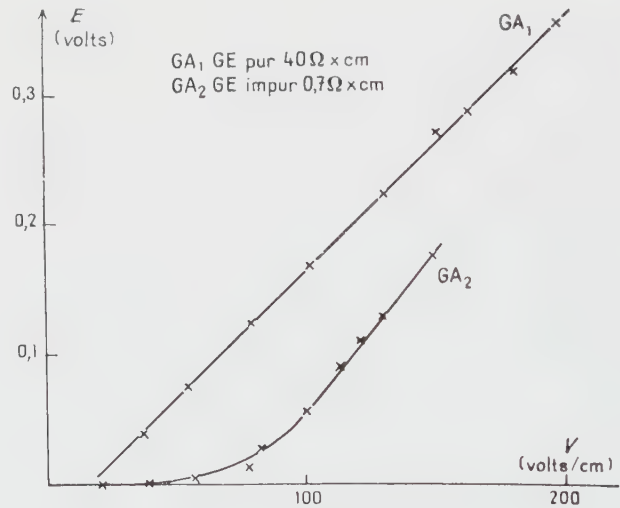


Fig. 19.

Le calcul théorique de T_e peut être effectué à partir des résultats du chapitre 1. Le champ étant très faible, la mobilité est trouvée expérimentalement constante; donc

$$E = \frac{u}{\mu_A}.$$

On porte ensuite ceci dans le terme en Eu qui donne l'énergie électrique utilisée à l'échauffement des électrons. On peut estimer qu'à champ nul et à 300° K, les 3/4 des échanges d'énergie ont lieu avec les phonons acoustiques (voir Morin et Maita [14]). Dès lors, on trouve

$$E^2 = \left(\frac{2c^2}{\mu_{a0}^2} \right) \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right),$$

c'est-à-dire

$$\left(\frac{E}{E_c} \right)^2 = \left(\frac{T_e}{T} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_e}{T} - 1 \right),$$

avec

$$E_c = \sqrt{\frac{2c^2}{\mu_{a0}^2}},$$

où c est la vitesse du son.

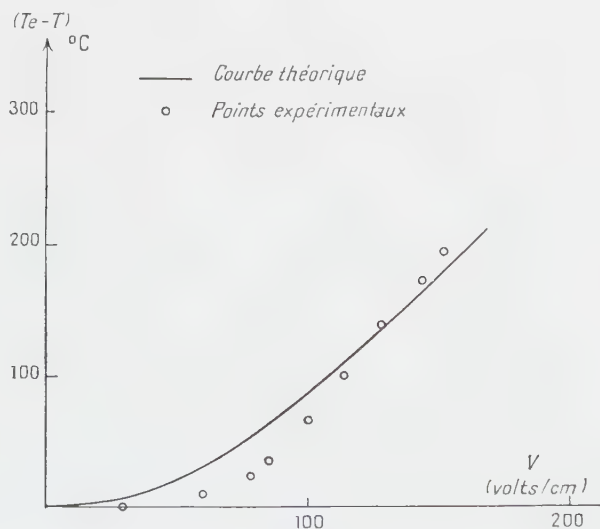
Pour le germanium de type n à 300° K, on a

$$E_c = 180 \text{ V.}$$

Dès lors on peut comparer les résultats expérimentaux avec les valeurs théoriques. Le tableau ci-dessous indique cette comparaison :

V (V/cm).	$T_e - T(^{\circ})$	
	mesuré.	calculé.
30.....	0	10
60.....	10	30
106.....	90	100
160.....	210	200

Sur la courbe de la figure 20, la courbe en trait plein est la courbe théorique. On a représenté sur la même figure les points expérimentaux. Ces résul-



tats ont été obtenus avec du germanium de type n très impur.

Pour les spécimens de germanium pur de type n , il n'y a aucun accord entre les résultats expérimentaux et les calculs théoriques faits au chapitre 1. Ceci tient sans doute à ce que cette théorie n'est applicable que pour une densité en électrons suffisante. On a d'ailleurs bien précisé ceci dans nos hypothèses de départ.

On peut donc conclure de ces expériences que la température électronique augmente bien lors du passage du courant. On peut même dire que, pour un échantillon impur, les électrons s'échauffent déjà à champ relativement faible, lorsque la loi d'Ohm est encore observée. D'autre part, la comparaison des résultats théoriques et expérimentaux permet d'avoir une confiance relative dans notre théorie dans le cas des semi-conducteurs impurs.

3.2. Émission d'électrons.

On a donc vu que les électrons s'échauffent lorsqu'on applique une différence de potentiel élevée au cristal. Cette température peut devenir très élevée et, dans ces conditions, on doit s'attendre à une émission thermoionique. On a cherché à mettre cet effet en évidence.

Le dispositif expérimental est très simple. On a construit une diode à vide, dans laquelle la cathode est constituée d'un échantillon de semi-conducteur. On applique une impulsion de tension élevée sur cette cathode et l'on regarde s'il y a des électrons recueillis sur la plaque. En fait, le système est scellé sur une pompe à vide élevé et l'on opère en pompage continu. On a utilisé une pompe à titane qui permet d'atteindre un vide de 10^{-9} Torr et qui a un grand débit à cette pression.

Il faut cependant réunir un certain nombre de conditions pour avoir un résultat positif. Il est tout d'abord évident qu'on a intérêt à prendre un corps ayant un travail de sortie le plus faible possible. On peut même essayer de traiter la surface de la cathode afin d'abaisser encore ce travail de sortie.

D'autre part, un autre processus peut limiter cet effet : c'est la création d'une paire électron-trou dans un choc. En effet, si un électron a une énergie suffisante, il peut, dans un choc avec un électron de la bande de valence, lui céder assez d'énergie pour le transporter dans la bande de conduction. Il y a alors création d'une paire électron-trou. Soit E_m l'énergie minimale que doit avoir l'électron pour produire cet effet. La condition pour qu'on ait une

émission appréciable est que

$$E_m > W_0,$$

où W_0 est le travail de sortie.

Il faut cependant remarquer que cette condition n'est pas absolument impérative, car la section efficace des électrons de valence est finie, et un électron peut avoir une énergie supérieure à E_m et ne pas faire de choc avec un électron de valence.

On peut faire un calcul approché de E_m .

Énergie minimale que doit avoir l'électron pour pouvoir créer une paire électron-trou dans un choc. — Ce choc peut être représenté par le schéma de la figure 21.

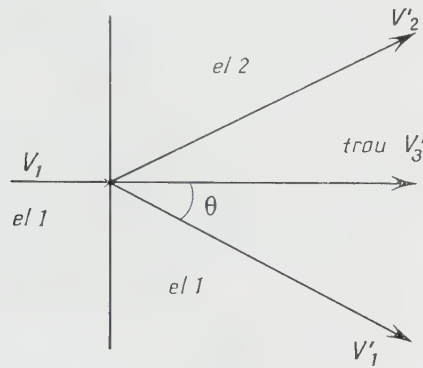


Fig. 21.

On peut estimer que, pour des raisons de symétrie, lorsqu'on est dans les conditions d'énergie minimale, la figure est symétrique par rapport à la direction $\mathbf{v}_1$, ainsi que nous l'avons représentée, c'est-à-dire

$$v_1' = v_2'$$

et

$$(\mathbf{v}_1', \mathbf{v}_3') = (\mathbf{v}_3', \mathbf{v}_2') = 0.$$

Écrivons la conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie dans le choc. Il vient :

$$\begin{aligned} 1^\circ \quad m_- v_1 &= m_+ v_3' + 2 m_- v_1' \cos \theta, \\ 2^\circ \quad m_- v_1^2 &= 2 m_- v_1'^2 + m_+ v_3'^2 + 2 E_g, \end{aligned}$$

où

m_- est la masse effective des électrons;
 m_+ est la masse effective des trous,
 et E_g la largeur de la bande interdite.

(Nous nous plaçons dans le cas où l'on n'a qu'un seul type de trous.)

On peut tirer v_1' de (1) et porter dans (2). On obtient une équation du second degré qui donne v_1 en fonction de v_3' et θ .

On veut rendre $\frac{1}{2} m_- v_1^2$ minimal, c'est-à-dire v_1 minimal.

La substitution donne

$$m_- v_1^2 = \frac{(m_- v_1 - m_+ v_3')^2}{2 m_- \cos^2 \theta} + m_+ v_3'^2 + 2 E_g,$$

$m_- v_1^2$ est une somme de carrés.

On voit qu'on a une première condition pour obtenir un minimum, c'est $\theta = 0$.

Deux cas peuvent alors se présenter :

1° $m_+ \leq 2 m_-$: On obtient un minimum pour

$$v_3' = 0$$

et

$$\varepsilon_{\min} = \frac{1}{2} m_- (v_{1\min})^2 = 2 E_g;$$

2° $m_+ \geq 2 m_-$: On obtient un minimum pour

$$v_1' = 0,$$

c'est-à-dire

$$m_- v_1^2 = 2 E_g + \frac{m_+^2}{m_-} v_3'^2,$$

c'est-à-dire

$$\varepsilon_{\min} = \frac{1}{2} m_- v_1^2 = \frac{E_g}{1 - \frac{m_+}{m_-}}.$$

Ces considérations nous ont conduit à choisir le silicium pour lequel notre calcul donne $E_m = 2,3$ eV. Il faut remarquer que ceci coïncide exactement avec les résultats expérimentaux de Mac Kay et Mac Afee [16].

On a abaissé le travail de sortie du silicium en faisant diffuser du lithium à partir de la surface.

Avec ce dispositif, on a observé un courant dans la diode lorsque la plaque est polarisée positivement; ce courant cesse lorsque la plaque est négative. Ceci conduit donc à penser que le semi-conducteur émet des électrons. Ce phénomène est d'ailleurs accompagné d'une intense émission de lumière sur la surface du silicium.

On s'est contenté de mettre en évidence ce phénomène qui fait actuellement l'objet d'une étude complète dont les résultats seront donnés dans un autre travail.

Des effets analogues ont été observés récemment par d'autres auteurs [17], [18].

3.3. Création de nouveaux porteurs.

Un processus de collision dont il n'a pas été tenu compte au chapitre 1 est la création de nouveaux

porteurs dans un choc. On peut classer ces chocs en deux groupes : l'ionisation d'une impureté neutre et la création d'une paire électron-trou. Ce genre de phénomène n'a pas été observé dans les expériences décrites au chapitre 2; on a vérifié, en effet, que le nombre de porteurs restait constant.

Ce fait est cependant bien connu dans les jonctions. Mac Kay et Mac Afee [16] ont en effet observé une multiplication du nombre des porteurs dans les jonctions n , p de silicium. Mais dans une jonction, le nombre de porteurs est pratiquement nul et la situation n'est pas du tout la même que dans un cristal homogène.

Pour observer une ionisation par choc des impuretés, il faut qu'il existe au sein du semi-conducteur une densité importante d'impuretés neutres. Il faut donc prendre un semi-conducteur impur et à basse température.

Koenig [19] a ainsi observé une ionisation par choc des impuretés dans le germanium à la température de l'hélium liquide.

Ces expériences ont été effectuées avec du silicium n à la température de l'hydrogène liquide, et l'on a également mis en évidence une augmentation du nombre des porteurs, ainsi que l'indique la mesure simultanée de la conductivité et de l'effet Hall.

Ces mesures ont été faites avec la collaboration de M. Sohm qui continue actuellement une étude plus approfondie sur ce sujet.

La figure 22 donne les résultats concernant le silicium n (6.10^{14} donneurs par centimètre cube) à 20° K (point d'ébullition de l'hydrogène).

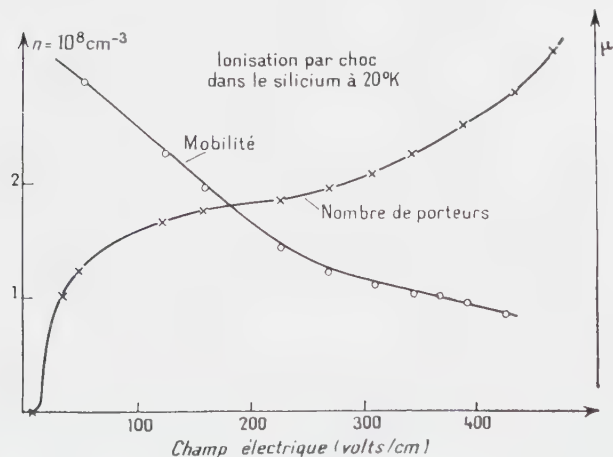


Fig. 22.

La création de paires électrons-trous exige une énergie minimale E_m bien plus grande que l'énergie

d'ionisation des impuretés. Elle doit donc se faire à champ électrique plus élevé; elle est, d'autre part, fortement limitée par le processus inverse de recombinaison. Si cette recombinaison est très importante, le nombre de porteurs reste constant, même à très haut champ; c'est ce qui se produit dans la plupart des cas.

Si n_c et p_0 sont le nombre de porteurs à champ nul et n_c le nombre de paires électrons-trous créées par choc, on a

$$\begin{aligned} n &= n_0 + n_c, \\ p &= p_0 + n_c. \end{aligned}$$

La recombinaison est proportionnelle à np , et l'on peut écrire

$$\frac{dn}{dt} = -Rnp + Cn_m,$$

où Cn_m représente le terme de création de nouveaux porteurs, n_m est le nombre d'électrons ayant une énergie supérieure à E_m .

Si nous sommes dans un cas où l'on peut appliquer notre approximation des électrons chauds (n_0 suffisamment grand), on a

$$\begin{aligned} n_m &\simeq \int_{E_m}^{\infty} a \exp\left(-\frac{\varepsilon}{kT_c}\right) d\varepsilon, \\ n_m &\simeq n \exp\left(-\frac{E_m}{kT_c}\right) \quad (\text{queue de distribution}). \end{aligned}$$

En régime permanent, on a $\frac{dn}{dt} = 0$, c'est-à-dire

$$R(n_0 + n_c)(p_0 + n_c) - Cn \exp\left(-\frac{E_m}{kT_c}\right) = 0.$$

C'est une équation du second degré en n_c .

On trouve, pour la variation de n avec T_c , la courbe de la figure 23.

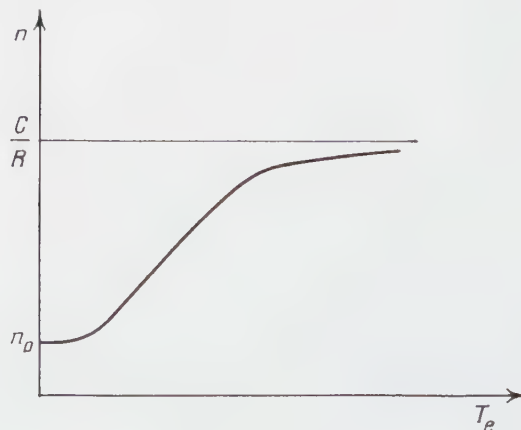


Fig. 23.

Pour T_e grand, on a

$$n = \frac{C}{R} \exp\left(-\frac{E_m}{kT_e}\right).$$

On voit que, si la recombinaison est grande, $\frac{C}{R}$ peut être de l'ordre de n_0 et l'on n'a pas d'augmentation du nombre de porteurs.

Nous avons cependant obtenu quelques exemples de création de paires électrons-trous.

Cet effet existe dans Te Zn, ainsi qu'on peut le voir dans le Diplôme de M. Simon [15].

Nous verrons le cas de InSb dans le chapitre suivant.

4. ÉTUDE PARTICULIÈRE DE In Sb.

APPLICATION A LA RÉALISATION D'UN OSCILLATEUR HAUTE FRÉQUENCE.

4.1. Création de paires électrons-trous.

Le semi-conducteur InSb a des propriétés assez particulières et remarquables : la bande interdite est étroite (0,2e V environ), la mobilité des électrons est la plus grande de tous les corps connus et le rapport des mobilités des électrons et des trous est très grand (80 environ). D'autre part, l'énergie d'ionisation des impuretés est extrêmement faible et l'on peut considérer, jusqu'à des températures très basses, que toutes les impuretés sont ionisées. Il en résulte qu'on peut directement observer la création de paires électrons-trous avec le champ électrique, car les impuretés sont toutes ionisées.

Des expériences sur InSb de type n ont été faites très récemment et à peu près simultanément par plusieurs auteurs [20], [21] qui ont trouvé une brusque augmentation de courant vers 150 V/cm, qu'ils ont attribuée à la création de paires électrons-trous.

On a également mis cet effet en évidence et, d'autre part, on a opéré sur du InSb de type p où les effets sont beaucoup plus nets.

En effet, la constante de Hall, dans le cas d'un semi-conducteur où les deux types de porteurs sont présents, est donnée par la formule

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{e(p\mu_p + n\mu_n)^2},$$

où

- p est le nombre de trous;
- μ_p la mobilité des trous;
- n le nombre d'électrons;
- μ_n la mobilité des électrons.

On suppose dans la formule ci-dessus que le semi-conducteur n'est pas dégénéré, sinon le facteur $\frac{3\pi}{8}$ disparaît.

A champ nul, on pose $p = p_0$ et l'on peut considérer dans notre cas que $n = 0$.

Si n_c est le nombre de paires électrons-trous créées, on a

$$R_H = \frac{3\pi}{8} \frac{(p_0 + n_c)\mu_p^2 - n_c\mu_n^2}{e[p_0 + n_c]\mu_p + n_c\mu_n]^2}.$$

On peut supposer qu'à bas champ, μ_n et μ_p restent pratiquement constants, on a alors

$$(14) \quad R_H = \frac{3\pi}{8e} \frac{p_0 + n_c - n_c b^2}{[(p_0 + n_c) + n_c b]^2},$$

où

$$b = \frac{\mu_n}{\mu_p}.$$

Or b dans notre cas vaut 85. On voit donc que R_H change de signe dès que quelques paires électrons-trous sont créées. On a

$$R_H = 0$$

pour

$$(15) \quad n_{c_0} = \frac{p_0}{b^2 - 1} = \frac{p_0}{7200}.$$

Cet effet a été observé, en effet, pour tous les échantillons de type p . On se trouve devant le phénomène remarquable d'un changement de type du semi-conducteur avec le champ électrique appliqué. C'est, à notre connaissance, la première fois qu'une telle propriété est mise en évidence dans un semi-conducteur.

Le fait que b^2 est très grand (de l'ordre de 10^4) permet d'observer une création de paires électrons-trous pour n_c faible, c'est-à-dire à champ beaucoup plus faible que pour des échantillons de type n .

Les échantillons utilisés étaient de type n à température ordinaire, mais deviennent du type p au refroidissement. Le changement de type s'observe à champ d'autant plus faible qu'on est plus près de cette température d'inversion. A champ plus élevé, n_c devient grand devant p_0 et l'on voit que R_H tend vers

$$R_H = \frac{3\pi}{8en_c},$$

ceci en négligeant 1 devant b^2 .

La courbe représentative de la variation de $\left|\frac{1}{R_H}\right|$, avec n_c est donnée sur la figure 24.

Dans les courbes donnant les résultats expérimentaux, on a porté $\left|\frac{1}{R_H}\right|$ qui tend vers l'infini pour $R_H = 0$, puis à champ élevé passe par un minimum, puis tend vers une limite. Ce qui prouve que n_c tend vers une limite à champ très élevé.

Le semi-conducteur se comporte alors comme un cristal de type n , les n_c trous n'intervenant pratiquement pas dans la conductivité à cause de la faiblesse de leur mobilité.

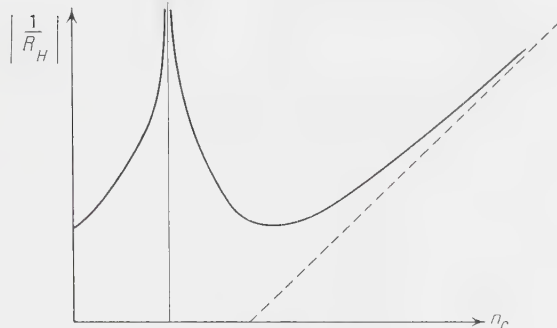


Fig. 24.

Les courbes expérimentales montrent que ces prévisions sont bien vérifiées. Cependant à 20° K, on se trouve devant un effet nouveau qui se traduit par une résistance dynamique négative au moment de l'ionisation.

Dans le cas de l'échantillon dont on donne les résultats, on a

$$\rho_0 = 3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-3};$$

on voit que $R_H = 0$ pour $n_{c0} = 7 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-3}$, ce qui est très faible, et à la limite, on a $n_{c\infty} \simeq 10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Toutes ces mesures ont évidemment été faites en impulsions avec le dispositif décrit au chapitre 2. Comme on opère à tension et courant relativement faibles, on a pu allonger la durée de l'impulsion jusqu'à 10 μs sans observer d'échauffement appréciable.

On a réussi à réaliser des échantillons de dimensions extrêmement faibles par attaque chimique; les plus petits avaient quelques dixièmes de millimètre carré de section, ce qui a permis de faire passer des densités de courant assez considérables (10^3 A/cm^2) sans échauffement.

A ces courants, la caractéristique courant-tension est sensiblement linéaire, ce qui confirme bien que le nombre de porteurs est à nouveau constant.

4.2. Interprétation des résultats obtenus à 20° K.

On a vu que, dans l'InSb à champ élevé, le courant est essentiellement transporté par les électrons, car $\mu_n \gg \mu_p$. On doit donc pouvoir appliquer aux électrons les résultats du chapitre 1 dès que le nombre d'électrons est sensiblement constant. Cependant on a négligé un type de collisions qui devient prépondérant ici, c'est la recombinaison d'un élec-

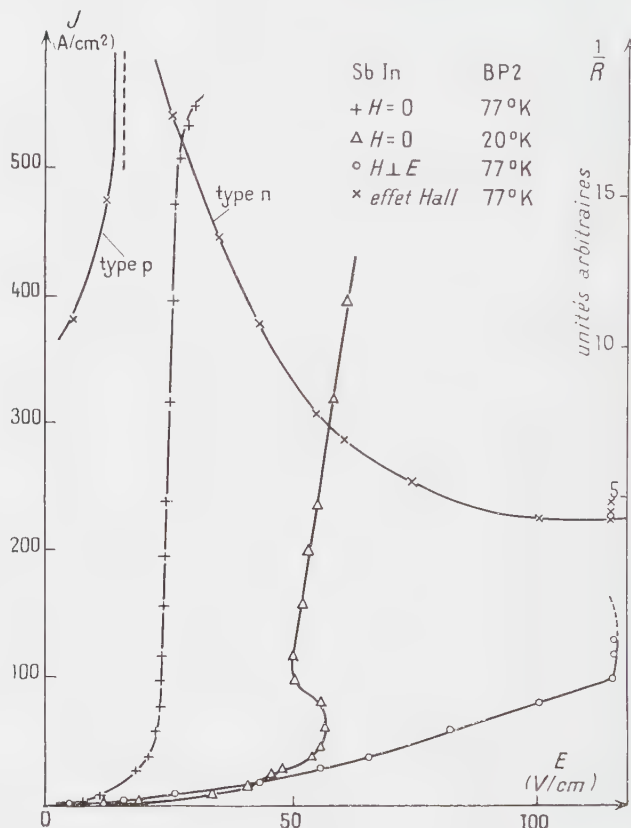


Fig. 25.

tron avec un trou. Ceci est un processus qui modifie la distribution électronique et dont il faut tenir compte. On a vu cependant qu'on tend vers un état stationnaire où n_c est constant; la recombinaison compense alors exactement la création de porteurs par chocs. On peut alors appliquer les résultats du chapitre 1 valables lorsqu'on a un nombre déterminé et constant d'électrons. On a vu qu'on pouvait négliger les trous pour calculer le courant transporté à cause de l'importance du facteur b . Les trous jouent cependant un rôle considérable dans les collisions, car leur densité est du même ordre de grandeur que celles des impuretés ionisées. On a vu qu'ils peuvent être considérés comme immobiles par rap-

port aux électrons à 1 % près; d'autre part, ils sont chargés positivement, ils ont donc une interaction électrostatique coulombienne avec les électrons, c'est-à-dire qu'on peut les assimiler à des impuretés ionisées. Il existe cependant une différence considérable : leur masse. En effet, la masse du trou est de $0,1 m_0$ dans InSb (où m_0 est la masse de l'électron dans le vide), tandis que la masse des impuretés ionisées est de l'ordre de $2,10^5 m_0$. Or on a toujours admis que les chocs contre les impuretés étaient parfaitement élastiques à cause du facteur $\frac{1}{M}$ qui était très petit; cela n'est plus vrai pour les trous. Et dans la fonction $G(T_c)$ on tiendra compte de l'effet des trous.

Le calcul de la caractéristique $J = f(E)$ sera donc effectué avec les hypothèses suivantes :

— La recombinaison des porteurs est exactement compensée par la création par choc, donc il n'y a pas de gain ni de perte d'énergie totale par ce processus et le nombre de porteurs est constant;

— Les trous sont considérés comme immobiles, c'est-à-dire qu'ils sont à la température du réseau et qu'ils interviennent comme des impuretés chargées de masse $m_p = 0,1 m_0$;

— On ne tiendra compte que des phonons acoustiques, car on opère à très basse température.

Les équations du chapitre 1 deviennent alors

$$(16) \quad \frac{E}{u} = \left(\frac{1}{\mu_{a0}} \right) \left(\frac{T_c}{T} \right)^{\frac{1}{2}} + \left(\frac{1}{\mu_{p0}} \right) \left(\frac{T_c}{T} \right)^{-\frac{3}{2}},$$

$$(17) \quad Eu = \frac{2e^2}{\mu_{a0} T^{\frac{3}{2}}} T_c^{\frac{1}{2}} (T_c - T) + \frac{\sqrt{2} k T^{\frac{3}{2}}}{m_p \mu_{p0}} T_c^{-\frac{3}{2}} (T_c - T).$$

Ces équations peuvent s'écrire :

$$(18) \quad Eu = AT_e^{\frac{1}{2}} (T_c - T) + BT_e^{-\frac{3}{2}} (T_c - T),$$

$$(19) \quad \frac{E}{u} = CT_e^{\frac{1}{2}} + DT_e^{-\frac{3}{2}}.$$

Les valeurs de A, B, C et D se déduisent immédiatement des équations ci-dessus. Les équations (18) et (19) donnent une représentation paramétrique de la caractéristique $u = f(E)$ avec le paramètre T_c .

La condition pour qu'il y ait une résistance négative est qu'on ait un maximum et un minimum dans la courbe donnant E en fonction de u .

En faisant le rapport et le produit des équations

(18) et (19), on obtient

$$u^2 = \frac{AT_e^{\frac{1}{2}} (T_c - T) + BT_e^{-\frac{3}{2}} (T_c - T)}{CT_e^{\frac{1}{2}} + DT_e^{-\frac{3}{2}}},$$

$$E^2 = \left(AT_e^{\frac{1}{2}} + BT_e^{-\frac{3}{2}} \right) \left(CT_e^{\frac{1}{2}} + DT_e^{-\frac{3}{2}} \right) (T_c - T),$$

en posant $T_c^{\frac{1}{2}} = x$, on obtient

$$u^2 = \frac{(Ax + Bx^{-3})}{Cx + Dx^{-3}} (x^2 - T),$$

$$E^2 = (Ax + Bx^{-3})(Cx + Dx^{-3})(x^2 - T).$$

On est conduit à l'étude de ces deux équations où x est le paramètre.

Nous étudions d'abord $\frac{d(u^2)}{dx}$.

On constate aisément que cette dérivée est toujours positive. Donc, T_c est une fonction croissante de u^2 , c'est-à-dire de J^2 .

On peut voir que, pour x voisin de $T^{\frac{1}{2}}$, c'est-à-dire $T_c - T$ faible, $T_c - T$ est proportionnel à u^2 . L'échauffement des électrons est proportionnel au carré de la densité de courant.

Dès lors, pour étudier E en fonction de T_c , on remarque que

$$Eu = (Ax + Bx^{-3})(x^2 - T).$$

Or

$$u \sim (x^2 - T)^{\frac{1}{2}},$$

donc E varie comme la fonction

$$P(x) = (Ax + Bx^{-3})(x^2 - T)^{\frac{1}{2}}.$$

On a

$$P'(x) = 2AT_e - AT - 2BT_e^{-1} + 3BT^{-2};$$

$P'(x)$ a le signe du polynôme suivant en T_c :

$$f(T_c) = 2AT_c^3 - ATT_c^2 - 2BT_c + 3BT.$$

Ce polynôme du 3^e degré a toujours trois racines réelles dont une négative et deux positives. Pour qu'on ait une pente négative dans la caractéristique tension-courant, il faut que $f(T_c)$ s'annule pour deux valeurs de T_c supérieures à T .

Pour cela, la dérivée $f'(T_c)$ doit avoir une racine plus grande que T . $f'(T_c)$ s'écrit

$$f'(T_c) = 2(3AT_c^2 - ATT_c - B).$$

La condition pour que ce polynôme ait une racine supérieure à T_e est

$$f'(T) < 0.$$

Ceci s'écrit

$$(20) \quad B > 2AT^2.$$

On vérifie alors que, cette condition étant satisfaite, on obtient effectivement pour $f(T_c)$ deux racines supérieures à T .

La condition (20) s'écrit

$$\frac{\sqrt{2} k T_c^{\frac{3}{2}}}{m_p \mu_{I0}} < \frac{4 c^2 T_c^2}{\mu_{a0} T_c^2},$$

c'est-à-dire

$$(21) \quad \frac{\mu_{a0}}{\mu_{I0}} > 2 \sqrt{2} \frac{m_p c^2}{k T_c}.$$

On voit facilement que, si l'on prend pour m_p la masse d'une impureté, cette condition ne peut jamais être satisfaite, car le second membre de (21) est trop grand.

Si l'on prend pour m_p la masse des trous, cette condition s'écrit, à 20° K,

$$\mu_{I0} < 40 \mu_{a0}.$$

Or μ_{a0} varie comme $T^{-\frac{1}{2}}$ et μ_{I0} diminue quand la température décroît, conformément à la formule de Conwell-Weisskopf. On voit donc que, pour une température suffisamment basse, la condition (21) peut être satisfaite. Dans le cas de InSb, avec 10^{15} trous, cette condition est vérifiée entre 77 et 20° K.

D'ailleurs, en utilisant la formule de Conwell-Weisskopf, on peut exprimer la condition (21) en fonction du nombre de trous p ; on trouve

$$p > \frac{\sqrt{2} m_p k^2 c^2}{e^3 \mu_{a0}} \sqrt{\frac{k T_c}{m}};$$

μ_{a0} variant comme $T^{-\frac{1}{2}}$, on voit que p varie comme T^2 .

A 20° K, il faut $p > 2.10^{14} \text{ cm}^{-3}$;

A 77° K, il faut $p > 3.10^{15} \text{ cm}^{-3}$.

Pour les échantillons étudiés, ceci permet donc d'expliquer les courbes expérimentales obtenues.

4.3. Influence du champ magnétique.

Dans le cas d'un semi-conducteur à surfaces d'énergie constante sphériques, l'effet d'un champ magnétique se calcule aisément.

On doit avoir une magnéto-résistance dans le cas d'un champ magnétique transverse et aucun effet avec un champ magnétique longitudinal.

4.3.1. CAS D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE TRANSVERSE.

— L'angle de Hall, θ , est donné par la formule :

$$\tan \theta = 10^{-8} \mu_H H,$$

où μ_H est la mobilité de Hall, H le champ magnétique.

Pour un échantillon long et étroit, on sait alors que la magnéto-résistance $\frac{\Delta R}{R}$ varie comme $\cos \theta$, c'est-à-dire comme $\mu_H^2 H^2$.

On observe dans notre cas une magnéto-résistance qui croît avec le courant, puis qui se sature. Ceci s'explique très bien par notre mécanisme où l'on a d'abord

$$\mu_H = \frac{3\pi}{8} \mu_p,$$

puis à très forte densité de courant

$$\mu_H = \frac{3\pi}{8} \mu_n.$$

Or, on observe bien qu'à faible intensité $\frac{\Delta R}{R}$ est très faible (inférieur à $1/1000^e$), alors qu'à forte intensité, on a $\frac{\Delta R}{R} = 1,2$.

Ceci confirme bien que le phénomène qu'on observe est une création de paires électrons-trous, et que la conductivité, due d'abord aux trous, est presque entièrement due aux électrons à forte intensité.

4.3.2. CAS D'UN CHAMP MAGNÉTIQUE LONGITUDINAL. — On devrait s'attendre à n'avoir qu'un effet négligeable, car le SbIn est connu pour avoir des surfaces d'énergie sphériques, dans le cas des électrons au moins. Or les résultats obtenus sont indiqués sur la courbe suivante : on remarque qu'on a une faible magnéto-résistance, mais que le phénomène d'avalanche est profondément perturbé. En effet, on observe une cassure beaucoup moins nette dans la courbe et, en plus, un effet de résistance dynamique négative, analogue à celui qui est observé à température plus faible.

On peut attribuer ceci à des effets quantiques. En effet, en présence de champ magnétique, le mouvement des électrons est modifié, et l'on peut avoir le phénomène de résonance cyclotron [22]. La fréquence de résonance cyclotron est donnée par la formule

$$\omega_c = \frac{e H}{m^* c}$$

et la condition en général admise pour que ces effets puissent jouer un rôle dans la magnéto-résistance est

$$h \omega_c \text{ de l'ordre de } k T.$$

Or, pour $H = 1000$ gauss, on a

$$h \omega_c = 1,7 \cdot 10^{-13} \text{ erg.}$$

tandis que

$$kT = 1,4 \cdot 10^{-16} \times 77 = 1,8 \cdot 10^{-14} \text{ erg}$$

On voit donc que les effets quantiques peuvent avoir une importance pour des champs magnétiques de l'ordre de 1000 gauss.

La courbe de la figure 26 a été tracée en présence d'un champ magnétique de 1200 gauss.

Ce qui donne, pour $H = 1000$ gauss,

$$R = 750 \text{ Å.}$$

Le rayon de l'orbite de Bohr est

$$a = \frac{h^2 K}{m^* e^2},$$

où K est la constante diélectrique du milieu; on a

$$a = 800 \text{ Å.}$$

On voit donc que ceci permet d'expliquer les résultats obtenus à 1200 gauss.

Cet effet disparaît pour $H < 800$ gauss. Il est toujours observé pour des champs magnétiques plus élevés; nous sommes allés jusqu'à 8000 gauss. L'étude de la magnéto-résistance à très haut champ magnétique a déjà été faite par plusieurs auteurs [24]. Les phénomènes quantiques deviennent alors si importants qu'ils masquent complètement la résistance négative. Ces auteurs n'ont donc pas observé cet effet. Ils ont d'ailleurs opéré uniquement à champ électrique très faible, donc avant l'avalanche.

4.4. Réalisation d'un oscillateur haute fréquence.

On a vu qu'on a réussi dans deux cas à obtenir des résistances négatives avec le semi-conducteur SbIn, à très basse température (20° K) ou à température plus élevée (77° K) en présence d'un champ magnétique longitudinal. On a pensé à réaliser un dispositif oscillateur utilisant cet effet. Ceci permettait de vérifier l'existence de cette résistance négative et de voir si ce dispositif pouvait avoir une utilisation pratique.

L'emploi d'une résistance dynamique négative pour obtenir des oscillations entretenues est bien connu. On sait qu'on obtient, en général, des oscillations de relaxation. On a d'ailleurs à faire à un cas compliqué, car ce cas est non linéaire. Ceci se voit aisément sur la caractéristique courant-tension. Dans ce cas, on peut rechercher une solution exacte par la construction de Liénart, par exemple. Ceci n'est cependant pas notre but. On a voulu voir simplement les performances en fréquence et en puissance de notre dispositif. On s'est donc contenté de coupler notre spécimen à un circuit oscillant accordé à forte surtension. Le couplage peut être réalisé, soit par un condensateur, soit par une self-inductance. Dans le schéma de la figure 27 présenté, le couplage est assuré par self-inductance, le condensateur est variable et permet de changer la fréquence des

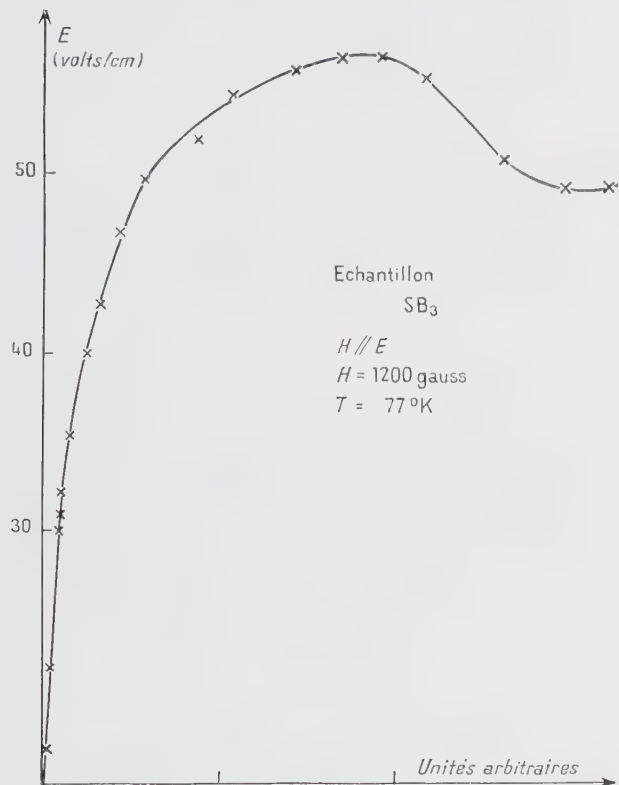


Fig. 26.

Mais la condition pour qu'on ait une résistance négative est que $\mu_{a0} < 40 \mu_{J0}$. Donc, il faut que le champ magnétique diminue fortement μ_{J0} .

Le système électron-trou est un système hydrogénoïde. Le champ magnétique peut avoir une influence sur les niveaux d'énergie de l'électron autour d'un trou. La condition pour que ceci se produise a été déterminée par M. André [23] : il faut que le rayon de l'orbite cyclotron soit plus petit que le rayon de la première orbite de Bohr du système hydrogénoïde électron-trou.

Le rayon de l'orbite cyclotron est donné par

$$R = \left(\frac{\hbar}{m \omega_c} \right)^2 = \left(\frac{hc}{eH} \right)^2.$$

oscillations. L'échantillon de InSb est plongé dans l'azote liquide et soumis à un champ magnétique longitudinal. La tension aux bornes du condensateur est étudiée au moyen de l'oscillographe Tektronix 545 muni d'un amplificateur vertical à très large bande fonctionnant jusqu'à une fréquence de 50 MHz.

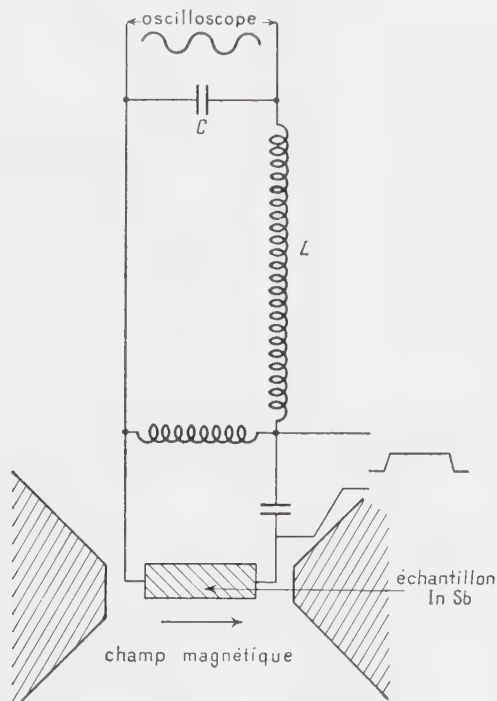


Fig. 27.

Les photographies de la figure 28, prises sur l'écran de l'oscillographe cathodique, représentent respectivement :

a. L'impulsion appliquée aux bornes de l'échantillon qui est de 30 V environ et d'une durée de 10 μ s;

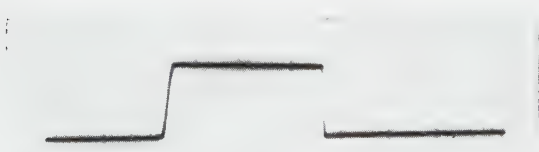


Fig. 28 a.

b. La tension recueillie aux bornes du condensateur C du circuit accordé, avec la même vitesse de balayage; on voit la forme globale des oscillations;

c et d. C'est le même phénomène qu'en b, mais avec un balayage beaucoup plus rapide qui permet

de distinguer la sinusoïde. Les deux courbes correspondent à des valeurs de C différentes, donc à des fréquences différentes, ainsi qu'on peut le voir.



Fig. 28 b.



Fig. 28 c.



Fig. 28 d.

Avec ce dispositif, on a obtenu des oscillations entretenues jusqu'à une fréquence de 50 MHz. Pour voir la limite en fréquence de cet oscillateur, on a dû employer un autre dispositif expérimental permettant de travailler à des fréquences supérieures à 50 MHz.

Oscillations U. H. F. — Le circuit résonnant était simplement constitué d'une ligne bifilaire fermée aux deux extrémités. Si l est la longueur de cette ligne, la longueur d'onde du signal correspondant à la résonance de la ligne est évidemment $\lambda = 2l$. Cette ligne est constituée de tubes de cuivre couissant les uns dans les autres de manière à pouvoir varier la longueur totale.

Le schéma électronique du système est donné sur la figure 29.

Les oscillations se propageant dans la ligne induisent un courant dans une boucle placée à proximité. Ce courant est envoyé dans une ligne de mesure U. H. F. pour y être étudié. On a utilisé une ligne coaxiale sur laquelle on peut déplacer un

cristal détecteur. Le signal recueilli sur ce cristal est amplifié et mesuré. On obtient un système d'ondes stationnaires et l'on vérifie que la distance entre deux minimums ou maximums successifs correspond à la longueur de la ligne. On a obtenu ainsi des oscillations jusqu'à 1200 MHz. La limite ainsi trouvée était due au dispositif expérimental et non

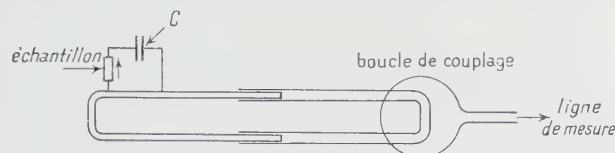


Fig. 29.

au cristal de InSb lui-même. Si l'interprétation du phénomène est correcte, la limitation en fréquence est imposée par le temps qui s'écoule entre les chocs entre électrons et trous. Ce temps de relaxation est connu et dans notre cas vaut 10^{-12} s. Ce qui donne une fréquence limite de 10^5 MHz environ.

CONCLUSION.

En résumé, on a donné une méthode de calcul, valable dans le cas d'un grand nombre de porteurs, qui permet de calculer la température des électrons et le courant en fonction du champ électrique appliqué quand on connaît la nature des collisions que font ces électrons. Cette méthode a été ensuite appliquée dans un certain nombre de cas et sa validité étudiée

en la comparant avec les résultats expérimentaux. L'accord est toujours bon quand on a un grand nombre de porteurs.

On a ensuite mis en évidence un certain nombre de phénomènes physiques qui dépendent de la température électronique et qui varient donc avec le champ électrique appliqué. Les plus importants de ces effets étaient l'émission d'électrons dans le vide et le phénomène de multiplication des porteurs.

Dans le cas particulier de InSb, on a pu mettre en évidence deux phénomènes nouveaux liés à cet effet d'avalanche :

1° Le changement de type du spécimen avec le champ électrique appliqué;

2° L'existence d'une résistance dynamique négative dans certaines conditions que nous avons pu préciser.

Ce dernier phénomène a été utilisé pour produire des oscillations entretenues à haute fréquence. Cet oscillateur nous semble remarquable par le fait qu'il utilise un phénomène se produisant au sein d'un cristal homogène, alors que tous les oscillateurs à semi-conducteurs fonctionnent grâce à des phénomènes se produisant à des discontinuités : barrières, jonctions, pointes métalliques, etc.

Il semble, d'autre part, que l'étude de ces phénomènes en présence d'un champ magnétique mérite d'être poursuivie, car elle permet de mieux comprendre le mécanisme d'interaction électrons-trous et électrons-réseau.

BIBLIOGRAPHIE.

- [1] E. J. RYDER, *Phys. Rev.*, t. 90, 1953, p. 766.
- [2] J. B. GUNN, *Progress in Semi-Conductors*, t. 2, 1957, p. 246.
- [3] W. SHOCKLEY, *Bell Syst. Techn. J.*, t. 50, 1951, p. 990.
- [4] I. ADAWI, *Phys. Rev.*, t. 112, 1958, p. 1567.
- [5] H. FRÖHLICH et B. V. PARANJYSE, *Proc. Phys. Soc. London*, B, t. 69, 1956, p. 21 et 866.
- [6] D. PINES, *Phys. Rev.*, t. 92, 1953, p. 626.
- [7] F. SEITZ, *Phys. Rev.*, t. 73, 1948, p. 546.
- [8] E. CONWELL et V. F. WEISSKOPF, *Phys. Rev.*, t. 77, 1950, p. 388.
- [9] H. BROOKS, C. HERRING, voir, par exemple, P. AIGRAIN et F. ENGLERT, *Les semi-conducteurs* (Dunod, Paris).
- [10] F. J. MORIN et J. P. MAÏTA, *Phys. Rev.*, t. 94, 1954, p. 1525.
- [11] I. PELAH, *Phys. Rev.*, t. 108, 1957, p. 1091.
- [12] C. HERRING, *Bell Syst. Techn. J.*, t. 34, 1954, p. 237.
- [13] W. SASAKI, M. SHIBUYA, K. MIZUGUCHI et G. M. HATOGANA, *J. Phys. Chem. Solids*, t. 8, 1959, p. 250.
- [14] SCHEMBECK, *Izv. Ak. Nauk. U. S. S. R.*, t. 20, 1956, p. 12.
- [15] Y. SIMON, *Diplôme d'Études Supérieures*, Paris, 1959.
- [16] K. G. MAC KAY et K. B. MAC AFFEE, *Phys. Rev.*, t. 91, 1953, p. 1079.
- [17] J. A. BURTON, *Phys. Rev.*, t. 108, 1957, p. 1342.
- [18] L. PATRICK et W. J. CHOYKE, *Phys. Rev. Letters* 2, 1959, p. 48.
- [19] S. H. KÖNIG, *J. Phys. Chem. Solids*, t. 8, 1959, p. 227.
- [20] M. GLICKSMANN et M. STEELE, *Phys. Rev.*, t. 110, 1958, p. 1204.
- [21] A. C. PRIOR, *J. of Electronics*, t. 4, 1958, p. 165.
- [22] DRESSELHAUS, KIP et KITTEL, *Phys. Rev.*, t. 98, 1955, p. 368.
- [23] P. ANDRÉ, Communication privée.
- [24] R. J. SLADEK, *J. Phys. Chem. Solids*, t. 8, 1959, p. 515; J. C. HASLETT et W. F. LOVE, *J. Phys. Chem. Solids*, t. 8, 1959, p. 518.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'École Normale Supérieure. Je tiens à remercier ici son Directeur, M. le Professeur Y. Rocard qui a bien voulu m'y accueillir.

Je voudrais également exprimer ma reconnaissance à M. le Professeur P. Aigrain qui a dirigé ce travail et qui m'a initié à la Physique des Solides.

Je remercie enfin toute l'équipe des semi-conducteurs pour son accueil, et particulièrement MM. Veilex et Maréchal pour leur collaboration.

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ.

Double résonance magnétique électronique et nucléaire
dans les solides.

Vu et approuvé :

Paris, le 7 juin 1959.

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES,

J. PÉRÈS.

Vu et permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS,

JEAN SARRAILH.

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS

55, Quai des Grands-Augustins.

157570-60

Dépôt légal, imprimeur, 1960, n° 1402.

Imprimé en France

PARIS. — IMPRIMERIE GAUTHIER-VILLARS
157570 Quai des Grands-Augustins, 55.

Imprimé en France.